

**GESÄTTIGTE LASERABSORPTION IM
STARKVERBREITERTEN PROFIL
DER BALMERLINIE D₆**

DISSERTATION

zur

**Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften**

der

**Fakultät für Physik
und Astronomie**

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Michael Osterhold

**aus
Bochum**

Bochum 1987 8



GESÄTTIGTE LASERABSORPTION IM
STARKVERBREITERTEN PROFIL
DER HALMERLINIE D₂

Digitized by the Internet Archive
in 2026

**GESÄTTIGTE LASERABSORPTION IM
STARKVERBREITERTEN PROFIL
DER BALMERLINIE D₆**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Fakultät für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Michael Osterhold

aus
Bochum

Bochum 1987

Dissertation eingereicht am: 3.12.87

Tag der mündlichen Prüfung: 25.1.88

Referent: Prof. Dr. H. Schlüter

Korreferent: Prof. Dr. H.-J. Kunze

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. THEORETISCHER HINTERGRUND	7
2.1. Laserwechselwirkung bei inhomogener Profilverbreiterung	7
2.2. Theoretische Beschreibung der Laserwechsel- wirkung mit Hilfe eines Ratengleichungssystems	14
2.2.1. Vorbemerkungen	14
2.2.2. Ratengleichungssystem	16
2.2.3. Ergebnisse der Ratengleichungen	19
2.3. Meßprinzip	26
3. EXPERIMENTELLER VERSUCHSAUFBAU	30
3.1. Plasmaerzeugung und Plasmamaparameter	30
3.2. Komponenten des Laseraufbaus	33
3.2.1. Lasersystem	33
3.2.2. Laserpulsverkürzung	36
3.2.3. Strahlprofil des Laserlichtes	39
3.3. Versuchsaufbau für die Fluoreszenz- untersuchungen	43
3.4. Photonen-zähleinheit und elektronische Verarbeitung der Photonenpulse	46
4. VORUNTERSUCHUNGEN	49
4.1. Messungen bei kleinen Laserleistungen	49
4.2. Zeitliches Verhalten des Plasmalichtes	57
5. ERGEBNISSE DER MESSUNGEN	63
5.1. Auswertung der Fluoreszenzmessungen	63

5.2. Meßergebnisse	72
5.3. Diskussion des beobachteten Sättigungsverhaltens	80
5.3.1. Laserleistung	80
5.3.2. Laserstrahlprofil	81
5.3.3. Elektronendichte	84
5.4. Vergleich der Meßergebnisse mit theoretischen Ergebnissen	89
6. ZUSAMMENFASSUNG	98
7. LITERATURVERZEICHNIS	101

1. EINLEITUNG

In einem Plasma sind die strahlenden Atome einem zeitlich veränderlichen elektrischen Feld, dem Plasmamikrofeld, ausgesetzt, was die Ursache der Starkverbreiterung der Spektrallinien darstellt. Dieses Plasmamikrofeld setzt sich aus einer hoch- und niederfrequenten Komponente, entsprechend den unterschiedlichen Beiträgen der Elektronen und Ionen, zusammen. Während der Beitrag der Elektronen zur Starkverbreiterung des Linienprofils im Rahmen der Stoßtheorie behandelt wird, werden die langsameren Ionen in einer quasistatischen Näherung erfaßt, in der die Relativbewegung der Störteilchen und des Radiators vernachlässigt wird. Die quasistatische Beschreibung liefert brauchbare Ergebnisse hinsichtlich des Profilverlaufs im Linienflügel. Ausgelöst durch die Diskrepanz von experimentellen Befunden und theoretischen Vorhersagen im Linienkern von Wasserstofflinien wird jedoch seit einigen Jahren die Beschreibung des niederfrequenten Ionenmikrofeldes in Bezug auf ionendynamische Effekte neu diskutiert /1/.

Moderne Verfahren der experimentellen Untersuchung von starkverbreiterten Linienprofilen stellen Laserspektroskopische Meßmethoden dar, da z.B. die Möglichkeit der dopplerfreien Messung gegeben ist /2/, so daß ionendynamische Effekte in den Linienprofilen aufgelöst werden können. So wurden in jüngerer Zeit mit Hilfe der dopplerfreien Zwei-Photonen Spektroskopie das starkverbreiterte Linienprofil der Wasserstoffresonanzlinie L_{α} untersucht /3,4/ und die Rolle ionendynamischer Effekte im Linienkern aufgezeigt. Ein anderer Weg besteht darin, starkverbreiterte Linien mit hoher Hauptquantenzahl des oberen Zustandes zu untersuchen, in denen der Einfluß der Dopplerverbreiterung von vornherein gegenüber der Starkverbreiterung vernachlässigt werden kann. In den Laserabsorptionsuntersuchungen von Ref./5,6/ wurde ein deutlicher Effekt der Ionen-

dynamik auf das Sättigungsprofil der starkverbreiterten Balmerlinie D_6 festgestellt. Dabei äußerte sich der Einfluß der Ionendynamik in einem Absinken der Fluoreszenzintensität (Reduktion des Absorptionskoeffizienten) bei Einstrahlung des Laserlichtes in den Linienflügel im Vergleich zu der Fluoreszenz in der Linienmitte. Die Ursache für das beobachtete Absinken der Fluoreszenz im Linienflügel ist die endliche Umverteilungsrate $r(F) = \langle \dot{F}/F \rangle$, die als die reziproke Lebensdauer $T_1(F)^{-1}$ des Ionenmikrofeldes interpretiert werden kann.

Das Verständnis der Absorption von Laserlicht in Linienprofilen erfordert zunächst eine generelle Unterscheidung der Laserabsorption in homogen und inhomogen verbreiterten Linienprofilen. Eine Spektrallinie ist homogen verbreitert, wenn die Wahrscheinlichkeit für Emission oder Absorption von Licht für alle Atome im betrachteten Ausgangszustand gleich groß ist. So führt z.B. die natürliche Lebensdauer auf ein homogen verbreitetes Linienprofil mit Lorentzform. Diese Lorentzform ist charakteristisch für homogen verbreiterte Linienprofile. In Plasmen bewirkt die Stoßverbreiterung bei nicht überlappenden Energiezuständen ein homogen verbreitetes Profil. Der Einfluß eines Stoßes äußert sich dabei in einer Phasenstörung des vom Atom emittierten Wellenzuges, wobei die Fouriertransformation einer Schwingung mit statistisch verteilten Phasenstörungen auf ein Lorentzprofil und damit zu einer homogen verbreiterten Linie führt. Da die Anwendbarkeit der Stoßtheorie fordert, daß die Zeitdauer eines Stoßes klein gegenüber charakteristischen Zeiten des strahlenden Atoms ist, beinhaltet der Begriff "homogen" gleichzeitig das dynamische Verhalten der Störteilchen. Die Wechselwirkung von Laserlicht mit einem homogen verbreiterten Absorptionsprofil führt neben der teilweisen oder vollständigen Sättigung der Besetzungsdichten zu einer zusätzlichen Verbreiterung des Linienprofils, das wiederum Lorentzform aufweist. Die Halbwertsbreite dieses homogenen

Absorptionsprofils wird nun zusätzlich durch die sogenannte Rabifrequenz bestimmt (power broadening), die die Wechselwirkung des Laserlichtes mit den Atomen beschreibt. Die Rabifrequenz, mit der die Besetzungsdichten unter dem Einfluß einer elektrischen Laserfeldstärke oszillieren, ist direkt der Amplitude der elektrischen Laserfeldstärke proportional.

Grundsätzlich unterschiedlich dazu ist der Fall der inhomogenen Profilverbreiterung. In inhomogenen Profilen unterscheiden sich die Übergangsfrequenzen verschiedener atomarer Teilchenensembles. So führt z.B. die Starkaufspaltung in einem statischen elektrischen Feld, dessen Feldstärke statistisch verteilt ist, zu einer inhomogenen Verbreiterung. Alle Atome in einem bestimmten Zustand, der durch eine bestimmte Hauptquantenzahl charakterisiert sei, werden in Untergruppen aufgeteilt, wobei alle Atome, die eine bestimmte elektrische Feldstärke spüren, einer bestimmten Untergruppe zugerechnet werden. Das resultierende Linienprofil setzt sich dann aus einer Vielzahl einzelner Komponenten zusammen, die diese Untergruppen repräsentieren. So führt auch die Absorption von Laserlicht nicht zu einer gleichmäßigen Verbreiterung des Linienprofils wie im homogenen Fall, sondern eine bestimmte Untergruppe kann vorzugsweise mit dem Laserlicht wechselwirken, wodurch diese bestimmte Untergruppe selektiv gesättigt wird. In Plasmen führt das Ionenmikrofeld zu einem inhomogen verbreiterten Starkprofil, jedoch gilt diese Betrachtung exakt nur im Grenzfall, in dem das Ionenmikrofeld statischer Natur (sehr große Ionenmasse) ist. Aufgrund der Ionenbewegung fluktuiert jedoch auch das von Ionen erzeugte Plasmamikrofeld. Die zeitliche Änderung des Ionenmikrofeldes bringt somit ein Atom aus einer bestimmten Untergruppe des inhomogenen Profils in eine andere Untergruppe, wodurch die Frequenz der Abstrahlung gegenüber der Frequenz der Einstrahlung verschoben wird. Diese Umverteilung aufgrund der

Ionenbewegung führt zu einer Umverteilung der Besetzungszahlen in den einzelnen Untergruppen. Nur wenn die Absorptionsrate größer ist als die Umverteilungsrate, wird die Form des Absorptionsprofils geändert.

In starkverbreiterten Linien ist die Rate für Absorptionsübergänge gleich dem Produkt aus dem Quadrat der Rabi-Frequenz $\propto E_0$ und dem Wert des homogenen Profils $P(\omega)$, das die Verbreiterung der Starkkomponenten durch Elektronenstöße beschreibt ($\propto$: Wechselwirkungskonstante, E_0 : Amplitude der elektrischen Laserfeldstärke). Die Laserlichtabsorption in starkverbreiterten Linienprofilen bewirkt im statischen Grenzfall des Ionenmikrofeldes, daß in die Gleichgewichtsverteilung der Besetzungsdichte des unteren Zustandes ein "Loch" gebrannt wird (hole-burning), dessen spektrales Profil den homogenen Teil des Absorptionsprofils widerspiegelt. Unter Berücksichtigung der Ionenbewegung wird die Besetzungsdichte des "Loches" auf andere Starkzustände umverteilt. Eine Beobachtung der damit umverteilten Strahlung kann somit Rückschlüsse auf die Ionenbewegung erlauben.

Erste quantitative Angaben zur Lebensdauer eines Ionenmikrofeldzustandes wurden von Chandrasekhar und v. Neumann /7/ auf der Basis einer Holtsmark'schen Ionenmikrofeldverteilung durchgeführt. Theoretische Arbeiten /8,9/, die sich mit der Umverteilung von Strahlung aufgrund von ionendynamischen Effekten beschäftigen, sind aufgrund der Behandlung von Spezialfällen nicht unmittelbar auf die vorgegebene experimentelle Situation anwendbar. Neueste theoretische Arbeiten /10/ zum Problem der Strahlungsumverteilung in starkverbreiterten Linienprofilen benutzen Ansätze einer statistischen Theorie bezüglich der Ionenmikrofeldverteilung (Model Microfield Method).

Ausgehend von den Untersuchungen von Ref./5,6/, ist die

Zielsetzung dieser Arbeit eine detaillierte experimentelle Untersuchung der Sättigungseffekte im Profil der starkverbreiterten Balmerlinie D_6 , in der der Einfluß des Dopplereffekt vernachlässigt werden kann. Neben einer Verbesserung der Meßgenauigkeit gegenüber den früheren Untersuchungen sollte zunächst die Grundvoraussetzung von Ref./5,6/, eines zeitlich stationären Plasmas, einer näheren Überprüfung unterzogen werden, da eventuelle zeitliche Schwankungen der Entladungsbedingungen grundsätzlich die Form von gemessenen Sättigungskurven beeinflussen können. Weiterhin sollte das Sättigungsverhalten bis weit in den Linienflügel der Linie D_6 hinein verfolgt werden, so daß an das hier vorgestellte Experiment folgende Anforderungen gestellt waren:

1. Einflüsse auf das Sättigungsverhalten durch etwaige zeitliche Fluktuationen der Elektronendichte, der Besetzung im Ausgangszustand bzw. der Laserleistung sowie Einflüsse der Intensitätsverteilung des Laserstrahlprofils sollten ausgeschlossen werden.

2. Durch genaue Messung und Auswertung der Fluoreszenzintensitäten als Funktion der Laserleistung in der Linienmitte sollte ein präziser Bezug für die Messungen im Linienflügel geschaffen werden.

3. Die Messungen im Linienflügel sollten möglichst den Übergang zur Sättigung vollständig erfassen, da erst in diesem Bereich mit einem ausgeprägten Meßeffect zu rechnen war.

Dabei ist die Untersuchung der selektiven Laserlichtabsorption im Linienflügel im Vergleich zur Linienmitte deshalb von besonderem Interesse, da aufgrund der Abhängigkeit der Lebensdauer des Ionenmikrofeldes von der Ionenmikrofeldstärke selbst /7/ ein profilabhängiges Sättigungs-

verhalten erwartet wird. Auf der experimentellen Seite werden besondere Anforderungen hinsichtlich der Laserleistung gestellt. So werden für die Untersuchung der Sättigung der Laserabsorption im Linienflügel aufgrund des kleinen Linienprofilwertes sehr hohe Laserleistungen benötigt.

2. THEORETISCHER HINTERGRUND

Bevor die Wechselwirkung von Laserlicht und Atomen quantitativ anhand eines Ratengleichungssystems, das die zeitliche Entwicklung der Besetzungsdichten während der Lasereinstrahlung beschreibt, untersucht wird, wird zunächst die Laserwechselwirkung bei inhomogener Profilverbreiterung durch das Ionenmikrofeld diskutiert.

2.1. Laserwechselwirkung bei inhomogener Profilverbreiterung

Das Plasmamikrofeld, welches zur Starkverbreiterung von Spektrallinien im Plasma führt, ist ein komplizierter stochastischer Prozeß. Die Aufteilung des Plasmamikrofeldes in eine hoch- und niederfrequente Komponente nach Baranger und Mozer /11,12/ separiert die unterschiedlichen Beiträge der Elektronen und Ionen zum Plasmamikrofeld. Die hochfrequente Komponente führt zu einer homogenen Verbreiterung des Profils durch Elektronenstöße, wogegen durch die niederfrequente Komponente eine inhomogene Verbreiterung des Linienprofils erfolgt. Diese Verbreiterung durch die niederfrequente Komponente des Plasmamikrofeldes wird im Rahmen der sogenannten quasistatischen Näherung erfaßt, in der die Bewegung der Störteilchen vernachlässigt wird und die die Behandlung der langsameren Ionen erlaubt.

In Wasserstoff und Deuterium spaltet aufgrund des linearen Starkeffektes z.B. die L_{α} -Linie zusätzlich in zwei Starkkomponenten auf, die symmetrisch mit einem Frequenzabstand $\Delta\omega = \alpha F$ zur unverschobenen Zentralkomponente liegen (α : Starkaufspaltungskonstante, F : Ionenmikrofeldstärke). Diese Starkkomponenten erfahren nun in der quasistatischen Näherung durch die niederfrequente Ionenmikrofeldverteilung $W(F)$ eine statistische Verschiebung, so daß das resul-



tierende Linienprofil die Ionenmikrofeldverteilung $W(F)$ widerspiegelt. Um die Ionen in der quasistatischen Näherung behandeln zu dürfen, muß die zeitliche Änderung der Ionenfeldstärke F , der ein strahlendes Atom ausgesetzt ist, klein gegen die Starkaufspaltung sein, d.h. $\dot{F}(t)/F(t) \ll \Delta\omega$.

Die erste Berechnung der Mikrofeldverteilung wurde von Holtsmark /13/ durchgeführt, der die Störteilchen als statistisch unabhängig betrachtete. Genauere Rechnungen von Mozer und Baranger /12/ berücksichtigen zusätzlich die Debye-Abschirmung der Ionen durch Elektronen und Ionenkorrelationen.

Falls die Stoßverbreiterung der Linie durch Elektronen klein gegen die inhomogene Verbreiterung durch Ionen ist, gibt der Profilverlauf der resultierenden starkverbreiterten Linie im wesentlichen ein Abbild der Ionenmikrofeldverteilung wieder.

Die Wechselwirkung von Laserlicht mit solch einer durch das Ionenmikrofeld inhomogen verbreiterten Absorptionslinie wird nun im folgenden diskutiert. Das Laserlicht der Frequenz ω_L kann vorzugsweise mit solchen Atomen wechselwirken, die die Resonanzbedingung $\Delta\omega = \omega_F = \omega_0 - \omega_L$ erfüllen (ω_0 : Mittenfrequenz des Übergangs). Diese Resonanzbedingung beinhaltet gleichzeitig, daß nur die Atome Laserlicht der Frequenz ω_L absorbieren können, die eine bestimmte Ionenmikrofeldstärke F spüren. In dopplerverbreiterten Absorptionslinien wird diese Bedingung analog für Teilchen erfüllt, die eine bestimmte Geschwindigkeit v besitzen.

Durch die Einwirkung von Laserlicht wird somit der Zustand eines kleinen Teils der Atome geändert, die eine bestimmte Feldstärke F spüren und der Resonanzbedingung gehorchen. Die Besetzungsdichte $n_F(F)$ des oberen Zustandes wird durch Absorption des Laserlichtes erhöht, die des

unteren Zustandes $n_i(F)$ erniedrigt. Noch bevor die Atome aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand zurückkehren können, ändert sich die Ionenmikrofeldstärke F zu F' ($F \neq F'$). Dementsprechend ändert sich auch die Besetzungsdichte $n_f(F)$ zu $n_f(F')$ und die Strahlung $\Delta\omega = \alpha F$ wird zu $\Delta\omega' = \alpha F'$ umverteilt.

Für die weitere Diskussion werden zwei grundsätzlich unterschiedliche Fälle der zeitlichen Entwicklung des Ionenmikrofeldes betrachtet. So wird zunächst die praktisch momentane Umverteilung von F zu F' untersucht und anschließend die Umverteilung mit einer endlichen Rate behandelt.

1. Praktisch momentane Umverteilung

Da die Umverteilungsrate direkt mit der Lebensdauer des Ionenmikrofeldes verknüpft ist, beinhaltet dieser Fall, daß die mittlere Lebensdauer $T_1(F)$ ($T_1(F)^{-1} = \langle \dot{F}/F \rangle$) aller Ionenkonfigurationen, die die Mikrofeldstärke F erzeugen, gegen null geht, d.h. $T_1(F) \rightarrow 0$. Durch die praktisch momentane zeitliche Änderung des Ionenmikrofeldes wird die Strahlung im gesamten Absorptionsprofil umverteilt. Dadurch ist es nicht möglich, ein bestimmtes Ensemble $n(F)$, das die Feldstärke F spürt, durch Absorption des Laserlichtes gegenüber den anderen Teilchen, die nicht die Resonanzbedingung erfüllen, auszuzeichnen. Somit ist auch die Sättigung der Laserabsorption nicht auf eine bestimmte Gruppe von Teilchen beschränkt, sondern erfaßt das ganze Linienprofil gleichmäßig. Dieses Verhalten für $T_1(F) \rightarrow 0$ ist vergleichbar mit der Wechselwirkung von Laserlicht mit homogen verbreiterten Absorptionslinien. In homogen verbreiterten Linien ist die Wahrscheinlichkeit für die Absorption von Licht für alle Atome im unteren Zustand gleich groß und hängt nur vom Profilwert der homogenen Linie bei der Laserfrequenz ω_L ab. Da die Elektronen zu einer homogenen Verbreiterung der einzelnen Starkkomponenten führen, wird die Laserstrahlung

zwar innerhalb des homogenen Stoßprofils umverteilt, jedoch können Elektronenstöße nicht zu anderen Feldstärken F' umverteilen.

2. Umverteilung mit einer endlichen Rate

Erfolgt die Umverteilung dagegen mit einer endlichen Rate $r(F)$, d.h. ist die Lebensdauer $T_1(F) = r(F)^{-1} \neq 0$, wird im Gegensatz zum Fall $T_1(F) \rightarrow 0$ das Ensemble $n(F)$, das die Resonanzbedingung $\Delta\omega = \alpha F = \omega_0 - \omega_L$ erfüllt, vorzugsweise gesättigt. Durch die Absorption des Laserlichtes der Frequenz ω_L wird in der Umgebung von $F = \Delta\omega/\alpha$ ein "Loch" in die Gleichgewichtsverteilung der Besetzungsdichte des unteren Zustandes gebrannt, wobei die Tiefe dieses "Loches" von der Laserintensität abhängt. Im oberen Zustand entsteht statt des "Loches" ein "Peak". Die Absorption des Laserlichtes wird im Vergleich zur praktisch momentanen Umverteilung auf die Wechselwirkung mit nur einem bestimmten Ensemble $n(F)$ reduziert. Würde die Lebensdauer $T_1(F)$ gegen unendlich gehen, d.h. fände keine zeitliche Änderung des Ionenmikrofeldes statt, könnte dieses "Loch" in der Ionenmikrofeldverteilung stationär beobachtet werden. Da jedoch i.a. die Umverteilungsrate im Vergleich zu der Abregungsrate durch spontane Emission groß ist, wird dieses "Loch" durch die zeitliche Entwicklung der Ionenmikrofeldstärke ausgefüllt und kann nicht stationär beobachtet werden.

In dopplerverbreiterten Linien ist dieser sogenannte hole-burning Effekt /14/ gut bekannt und ist dort auch stationär beobachtbar, da der Einfluß von geschwindigkeitsändernden Stößen, die analog zur zeitlichen Änderung des Ionenmikrofeldes zu einer "Verschmierung" des "Loches" in der Dopplerverteilung führen würden, klein ist.

Eine erste quantitative Abschätzung der Lebensdauer des Ionenmikrofeldes läßt sich aus der einfachen Beziehung $T_1 \approx r/v_{ion}$ gewinnen, die eine charakteristische Zeit angibt, in der ein vorbeifliegendes Ion zu einer Störung der Atomzustände führt (das Wechselwirkungspotential ist nach dieser Zeit auf die Hälfte seines Maximalwertes gefallen). Der Abstand r wird typischerweise mit dem mittleren Abstand der Störteilchen identifiziert. Daraus ergibt sich für die vorliegenden Plasmaparameter, die später aufgeführt werden, eine Abschätzung von $T_1 \approx (N_{ion}^{1/3} v_{ion})^{-1} = 125 \text{ ps}$ (N_{ion} : Iondichte, v_{ion} : mittlere Ionengeschwindigkeit). Genauere Rechnungen zur typischen Lebensdauer des Ionenmikrofeldes wurden von Chandrasekhar und von Neumann /7/ durchgeführt. Dabei interpretiert Ref./7/ die Zeit, nach der die Korrelation zwischen den Feldstärken $F(t_1)$ und $F(t_2)$, die zu zwei verschiedenen Zeitpunkten t_1 und t_2 an einem gleichen Aufpunkt wirken, auf $1/e$ abgesunken ist, als mittlere Lebensdauer des Ionenmikrofeldzustandes F . Diese Betrachtungsweise setzt für den Prozeß, durch den F an einem gegebenen Aufpunkt geändert wird, einen Markov-Prozeß voraus. Nach /7/ ist die Lebensdauer nicht für alle Ionenmikrofeldstärken gleich, sondern hängt von der Feldstärke F selbst ab (Abb.2.1). Die Lebensdauer steigt anfangs für kleine Feldstärken linear an und erreicht bei der Feldstärke $F \approx 2.2F_0$ ein Maximum. F_0 ist dabei die sogenannte Holtsmarksche Normalfeldstärke, die dem mittleren Abstand zweier Störteilchen entspricht. Für große Feldstärken nimmt die Lebensdauer mit $T_1 \sim (F/F_0)^{-1/2}$ ab. Dies hat für die experimentellen Untersuchungen folgende Konsequenzen:

- * Bei Untersuchung der Laserabsorption in der Linienmitte des starkverbreiterten Profils ($\omega_L = \omega_0$) wird aufgrund der abnehmenden Lebensdauer für $F < F_0$ - die Linienmitte wird durch Feldstärken $F < F_0$ bestimmt - nur eine geringe Abweichung vom Fall $T_1 \rightarrow 0$, d.h. der praktisch momentanen Umverteilung, erwartet.

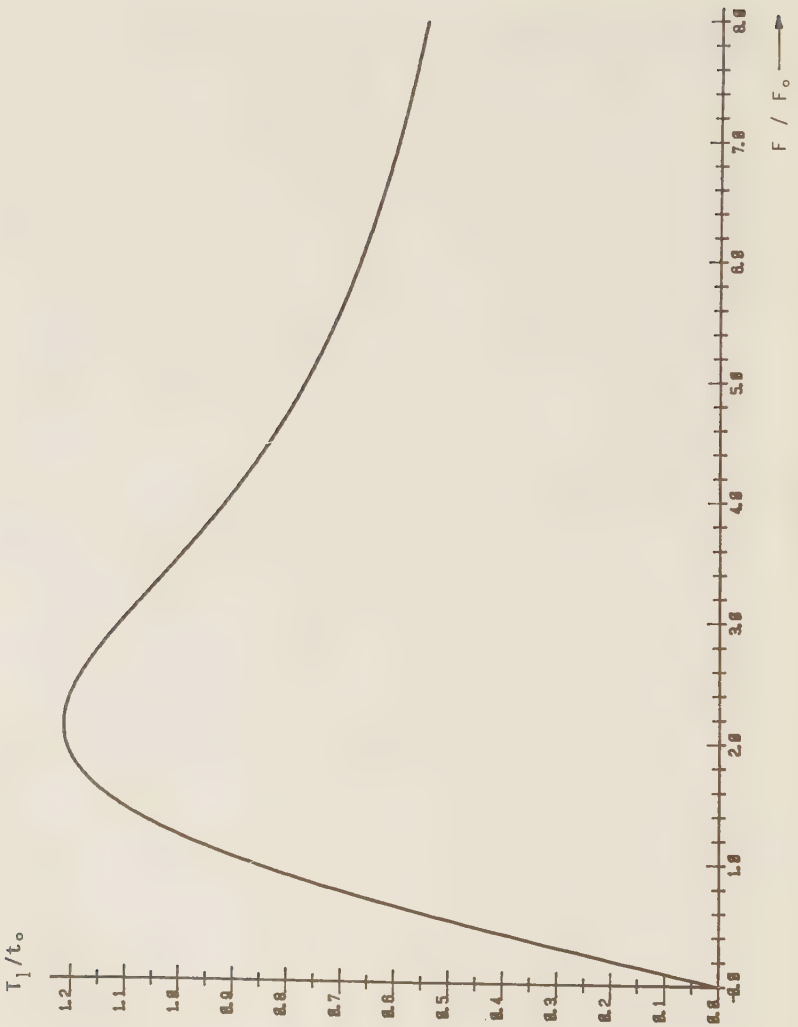


Abb.2.1:

Lebensdauer $T_1(F)$ der Ionenmikrofeldstärke F (in Einheiten von $t_0 = 0.32(N_{\text{ion}}^{1/3}v_{\text{ion}})^{-1}$) als Funktion der Ionenmikrofeldstärke F (in Einheiten von F_0) nach Chandrasekhar und v. Neumann /7/

** Bei Einstrahlung von Laserlicht in den Linienflügel dagegen, der durch größere Feldstärken $F > F_0$ beeinflusst wird, muß mit einer merklichen Reduzierung der Laserlichtabsorption im Vergleich zur Linienmitte gerechnet werden, da die Lebensdauer des Ionenmikrofeldes zunächst bis $F \approx 2.2F_0$ ansteigt und dann für größere Feldstärken nur schwach abnimmt.

Die Abhängigkeit der Lebensdauer des Ionenmikrofeldes von der Ionenfeldstärke selbst resultiert in einem profilabhängigem Sättigungsverhalten der Laserlichtabsorption.

2.2. Theoretische Beschreibung der Laserwechselwirkung mit Hilfe eines Ratengleichungssystems

2.2.1. Vorbemerkungen

Die quantenmechanische Beschreibung der Wechselwirkung von Laserlicht mit Atomen erfolgt durch die optischen Blochgleichungen, die das zeitliche Verhalten der Elemente der Dichtematrix beschreiben. Die Gleichungen der Diagonalelemente bestimmen dabei das zeitliche Verhalten der Besetzungsdichten, die Nichtdiagonalelemente geben Aufschluß über das hochfrequent oszillierende Dipolmoment. Für ein Ensemble von 2-Zustands-Systemen haben die Blochgleichungen im einfachsten Fall folgende Gestalt:

$$d\rho_{ff}/dt = -i\mu E\hbar^{-1}(\rho_{fi}-\rho_{if})-\gamma_f(\rho_{ff}-\rho_{ff}^0) \quad (2.1)$$

$$d\rho_{ii}/dt = i\mu E\hbar^{-1}(\rho_{fi}-\rho_{if})-\gamma_i(\rho_{ii}-\rho_{ii}^0)$$

$$d\rho_{fi}/dt = -i\mu E\hbar^{-1}(\rho_{ff}-\rho_{ii})-(i\omega_0-\gamma)\rho_{fi}$$

$$\rho_{fi} = \rho_{if}^*$$

Die genaue Herleitung dieser Gleichungen aus der Bewegungsgleichung der Dichtematrix findet sich z.B. bei Letokhov und Chebotayev /15/. In den Gl.(2.1) sind γ_f und γ_i Verlustraten des oberen bzw. unteren Zustandes aufgrund von Strahlungs- und Stoßübergängen zu anderen Niveaus mit Hauptquantenzahlen ungleich i, f . γ ist der Ratenkoeffizient für kohärenzzerstörende Prozesse und wird durch den homogenen Verbreiterungsmechanismus des betrachteten Übergangs $i \rightarrow f$ (Elektronenstoßverbreiterung) bestimmt. ρ_{ii}^0, ρ_{ff}^0 sind die Werte für ρ_{ii}, ρ_{ff} ohne Wirkung der elektrischen Laserfeld-

stärke $E = E_0 \exp(-i\omega_L t)$ und μ ist das elektrische Dipolmatrixelement des betrachteten Übergangs. Wenn die Rabi-Frequenz $\mu E_0 / \hbar$ klein gegen die Verlustrate γ ist und für die Laserfrequenz $\omega_L \approx \omega_{if}$ gilt (rotating wave approximation), kann, nach Mittelung über Zeiten, die groß gegen $1/\gamma$ sind, aus dem Blochgleichungssystem ein einfacheres Ratengleichungssystem entwickelt werden. Dieses Ratengleichungssystem beschreibt das zeitliche Verhalten der Besetzungsdichten $n_k = n_0 \rho_{kk}$ (n_0 ist die Anzahl der Teilchen, für die die Dichtematrix eingeführt wurde) unter Wirkung der elektrischen Laserfeldstärke /15/.

Für die formale Berücksichtigung der Umverteilung der Besetzungsdichte $n(F)$ zu $n(F')$ und der Rückverteilung müssen die Ratengleichungen zusätzliche Terme beinhalten:

$$n(F) \int \Gamma(F, F') dF' \quad \text{Umverteilung} \quad F \rightarrow F'$$

$$\int \Gamma(F', F) n(F') dF' \quad \text{Rückverteilung} \quad F' \rightarrow F$$

Darin ist $\int \Gamma(F, F') dF'$ der Gesamtratenkoeffizient, mit der die Besetzungsdichte $n(F)$ zu $n(F')$ umverteilt wird. Wird die Mikrofeldstärke F formal durch die Atomgeschwindigkeit v ersetzt, d.h. der quasistatische Starkeffekt durch den Dopplereffekt, so beschreiben zwei analoge Terme nach Shoemaker /16/ den Effekt von geschwindigkeitsändernden Stößen auf die Besetzungsdichten. Allerdings wirken die geschwindigkeitsändernden Stöße momentan (starke Stoßnäherung) im Gegensatz zu der nicht momentanen Änderung der Ionenmikrofeldstärke.

2.2.2. Ratengleichungssystem

Zur Beschreibung der zeitlichen Entwicklung der Besetzungsdichten während der Wechselwirkung mit dem Laserlicht werden die Besetzungsdichten in Ensemble $n_{i,f}(F,t)dF$ aufgeteilt, die die Atome repräsentieren, die eine bestimmte Ionenmikrofeldstärke F spüren. Durch Integration über F ergeben sich die Gesamtbesetzungsdichten $N_{i,f}(t) = \int n_{i,f}(F,t)dF$. Die zeitliche Entwicklung der Ensemble während der Laserwechselwirkung hat nach Ref./5/ folgende Gestalt:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}n_f(F,t) = & S(\omega_L, F)\Delta n(F,t) - n_f(F,t) \cdot \int r(F, F')dF' \\ & + \int r(F', F)n_f(F', t)dF' + \left[\frac{\partial}{\partial t}n_f(F,t) \right] \end{aligned} \quad (2.2a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}n_i(F,t) = & -S(\omega_L, F)\Delta n(F,t) - n_i(F,t) \cdot \int r(F, F')dF' \\ & + \int r(F', F)n_i(F', t)dF' + \left[\frac{\partial}{\partial t}n_i(F,t) \right] \end{aligned} \quad (2.2b)$$

$$S(\omega_L, F) = \frac{\pi}{2} \sum_j x_j^2 E_0^2 P_j(\omega_L - \omega_0 + \alpha_j F)$$

$$\Delta n(F,t) = n_i(F,t) - (g_i/g_f)n_f(F,t)$$

$g_{i,f}$: statistische Gewichte

ω_0 : Mittenfrequenz des Übergangs $i \rightarrow f$

ω_L : Laserfrequenz

α_j : Starkaufspaltungskonstanten

E_0 : Amplitude des elektrischen Laserfeldes

Der erste Term beschreibt die Differenz von Absorption und stimulierter Emission. Der Ausdruck $S(\omega_L, F)$ erfaßt darin die Wechselwirkung des Laserlichtes mit den einzelnen durch Elektronenstoß verbreiterten Starkkomponenten und wird

bestimmt durch das Produkt aus dem Quadrat der Rabi-Frequenz $\chi_j E_0$ und der Profilfunktion P_j . Die Wechselwirkungskonstanten χ_j sind direkt verknüpft mit den Oszillatorstärken f_j der einzelnen Starkkomponenten, deren Verbreiterung durch das normierte Lorentzprofil P_j ausgedrückt wird. Der Ausdruck $\omega_L - \omega_0 + \alpha_j F$ in der Profilfunktion beschreibt den Frequenzabstand des Laserlichtes von der Mittenfrequenz einer einzelnen Starkkomponente. Der zweite Term berücksichtigt die Änderung der Ionenmikrofeldstärke F zu allen anderen Feldstärken F' mit dem Gesamtratenkoeffizienten $\int \Gamma(F, F') dF'$. Die Rückverteilung von F' zu F wird durch den dritten Term erfaßt. Strahlungs- und Stoßverluste zu anderen Niveaus werden durch den letzten Term beschrieben. Die Anfangsbedingungen des Systems sind gegeben durch

$$N_f(t=0)=0, \quad N_i(t=0)=N^0, \quad n_i(F, t=0)=N^0 W(F)$$

$W(F)$ ist die Ionenmikrofeldverteilung.

Unter der Annahme, daß die Gleichgewichtsverteilung $W(F)$ durch die Laserwechselwirkung kaum geändert wird, kann der Term, der die Rückverteilung beschreibt, durch folgende Näherung ausgerückt werden:

$$\int \Gamma(F', F) n_{i,f}(F', t) dF' \approx N_{i,f}(t) \int \Gamma(F', F) W(F') dF' \quad (2.3)$$

Aus der Stationaritätsbedingung folgt:

$$\int \Gamma(F', F) W(F') dF' = W(F) \int \Gamma(F, F') dF' = W(F) \Gamma(F) \quad (2.4)$$

Mit den Beziehungen (2.3), (2.4) und unter der Voraus-

setzung, daß Strahlungs- und Stoßübergänge zu anderen Niveaus während der Laserpulsdauer t_L vernachlässigbar sind, ergibt sich durch Subtraktion der Gl.(2.2a,b) folgende Beziehung:

$$\frac{d \Delta n(F,t)}{dt} = - (r(F) + gS(\omega_L, F)) \Delta n(F,t) \quad (2.5) \\ + r(F)W(F)(N^0 - gN_f(t)) + C$$

mit

$$C = gW(F)(N_f(t) \int W(F)r(F)dF - \int n_f(F,t)r(F)dF)$$

$$g = (g_i + g_f) / g_f$$

Die zusätzliche Berücksichtigung des Korrekturtermes C kompensiert die Unzulänglichkeit der Näherung (2.3) für $S(\omega_L, F) = 0$, d.h. für den Fall keiner Laserwechselwirkung. Ausgelöst durch diese Näherung werden sonst unphysikalische Übergänge zwischen den Zuständen i und f vermittelt. Aus der Addition der Gl.(2.2a,b) und anschließender Integration folgt die Teilchenenerhaltung:

$$n_i(t) + n_f(t) = N^0 W(F) \quad (2.6)$$

2.2.3. Ergebnisse der Ratengleichungen

In diesem Abschnitt werden nun die Ergebnisse des Raten-gleichungssystems vorgestellt und diskutiert. Zur Lösung der Beziehung (2.5) wurde ein numerisches Verfahren gewählt, da nur für den Fall der praktisch momentanen Umverteilung ($T_1 \rightarrow 0$) eine exakte Lösung möglich ist. Das numerische Verfahren beruht auf der Lösung der Gl.(2.5) in kleinen Zeitschritten. Ausgehend von den Anfangsbedingungen für $t=0$ wird zunächst die Lösung nach einem kleinen Zeitschritt Δt bestimmt und die daraus erhaltenen Werte für $N_f(\Delta t)$ bzw. $\Delta n(\Delta t)$ sind Startpunkt für den nächsten Zeitschritt. Dieses iterative Zeitschrittverfahren wird solange durchgeführt, bis die Summe der Zeitschritte mit der Laserpulsdauer t_L übereinstimmt.

1. $T_1 \rightarrow 0$:

Für den Grenzfall der praktisch momentanen Umverteilung, d.h. für $T_1 \rightarrow 0$, ergibt sich für die Gesamtbesetzungsdichte N_f des oberen Zustandes am Ende des Laserpulses folgender Ausdruck:

$$N_f(t=t_L) = \frac{N^0}{g} (1 - \exp(-gR(\omega_L)t_L)) \quad (2.7)$$

mit

$$R(\omega_L) = \int S(\omega_L, F) W(F) dF \quad (2.8)$$

Der Ausdruck $R(\omega_L)$ beschreibt im wesentlichen die Faltung der einzelnen durch Elektronenstoß verbreiterten Starkkomponenten mit der Ionenmikrofeldverteilung $W(F)$ und stellt somit das Emissionsprofil dar. Da $S(\omega_L, F)$ noch das Quadrat der Laserfeldstärke enthält, ergibt sich folgende Proportionalität:

$$R(\omega_L) \sim (L(\omega_L)/L(\omega_o))P_L \quad (2.9)$$

$L(\omega_L)$ ist die Intensität der Emissionslinie am Einstrahlungsort ω_L des Laserlichtes, $L(\omega_o)$ die Intensität in der Linienmitte und P_L die Laserleistung. Dadurch vereinfacht sich der Ausdruck (2.7) zu:

$$N_f = \frac{N_o}{g} (1 - \exp(-c(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L)) \quad (2.10)$$

$L(\Delta\lambda)$: Übergang vom Frequenz- zum Wellenlängenmaßstab,
 $L(\omega_L) \rightarrow L(\Delta\lambda), L(\omega_o) \rightarrow L(0)$

$c = \text{const.}$

Im Falle der momentanen Umverteilung wird somit das Sättigungsverhalten der oberen Besetzungsdichte allein durch das Emissionsprofil bestimmt. Die Konstante c kann aus Bez. (2.8) berechnet werden. Für den im Experiment betrachteten Balmerübergang $i=2$ nach $f=6$ ergibt sich:

$$c = g \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{e^2 \lambda_o^3 \pi}{m_e h c_{\text{Licht}}^3} f_{26} \frac{1}{F_L} L^* t_L \quad (2.11)$$

c_{Licht} : Lichtgeschwindigkeit

Die später im Experiment relevanten Daten seien hier schon einmal genannt: $F_L = 7 \text{ mm}^2$ ist die Querschnittsfläche des Laserstrahls, $f_{26} = 0.022$ die Oszillatorstärke und $L^* = 3.0 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1}$ der Wert des normierten Emissionsprofils in der Linienmitte. Mit einer Laserpulsdauer von 2 ns ergibt sich $c = 0.643/\text{kW}$.

2. Endliches T_1 :

Im Falle einer endlichen Umverteilungsrates $r(F) = T_1(F)^{-1}$ muß die Besetzungsdichte am Ende des Laserpulses numerisch bestimmt werden. Anhand einer Näherung von (2.5) kann jedoch der Einfluß der Lebensdauer des Ionenmikrofeldes veranschaulicht werden. Für die Gesamtbesetzungsdichte N_f am Ende des Laserpulses ergibt sich:

$$N_f(t=t_L) = \frac{N^0}{g} (1 - \exp(-g\Phi(\omega_L)t_L)) \quad (2.12)$$

mit

$$\Phi(\omega_L) \approx \int \frac{S(\omega_L, F) W(F)}{1 + gT_1(F)S(\omega_L, F)} dF \quad (2.13)$$

Im Vergleich zur Beziehung (2.8) tritt nun im Nenner von $\Phi(\omega_L)$ die Lebensdauer $T_1(F)$ des Ionenmikrofeldes auf, was zu einer Reduzierung der Besetzungsdichte führt. Im Falle der linearen Absorption, d.h. für hinreichend kleine Werte von $S(\omega_L, F)$ geht Bez.(2.13) in die Bez.(2.8) über. Für große Werte von $\Phi(\omega_L)$ und $R(\omega_L)$ streben sowohl Bez.(2.7) als auch Bez.(2.12) einem konstanten Wert, dem Sättigungswert, zu. Dies bedeutet, daß sich nur im Übergangsbereich zur Sättigung der Einfluß einer endlichen Umverteilungsrates auf das Sättigungsverhalten bemerkbar macht. Weiterhin ist das Sättigungsverhalten der oberen Besetzungsdichte nicht mehr wie im Fall $T_1 \rightarrow 0$ profilunabhängig und nur durch das Emissionsprofil bestimmt, sondern es wird aufgrund der Abhängigkeit der Lebensdauer von der Ionenmikrofeldstärke ein profilabhängiges Sättigungsverhalten erwartet.

Zur numerischen Behandlung des Problems wurde die funktionale Abhängigkeit der Lebensdauer $T_1(F)$ von der Ionenmikrofeldstärke nach Chandrasekhar, v. Neumann zu Grunde gelegt. Weiterhin wurde für die Mikrofeldverteilung $W(F)$ die Holtsmarkverteilung angenommen und mit den einzelnen durch

Elektronenstoß verbreiterten Starkkomponenten gefaltet. Dazu wurde zunächst die Elektronenstoßverbreiterung für die vorliegenden Plasmaparameter nach Ref./17/ berechnet (HWB: 4 pm). Die ebenfalls benötigten Starkaufspaltungs-konstanten α_j und die Oszillatorenstärken f_j finden sich in Ref./18/. Schließlich wurde die Holtsmarkverteilung so angepaßt, daß das berechnete Profil in der Halbwertsbreite und in den Profilm Faktoren $L(\Delta\lambda)/L(0)$ gut mit dem gemessenen Emissionsprofil übereinstimmte.

Die Abbildungen 2.2, 2.3 zeigen die Ergebnisse der numerischen Rechnungen für die Besetzungsdichte N_6 am Ende des Laserpulses ($t_L = 2$ ns) als Funktion von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$ bei Einstrahlung des Laserlichtes in die Linienmitte ($\Delta\lambda = 0$ pm) und in den Linienflügel ($\Delta\lambda = 40$ pm). Während die obere Kurve in beiden Abbildungen das Sättigungsverhalten im Fall der momentanen Umverteilung ($T_1 \rightarrow 0$) wiedergibt, beschreiben die unteren Kurven das Sättigungsverhalten unter dem Einfluß einer endlichen Umverteilungsrate $r(F) = T_1(F)^{-1}$. Deutlich zeigt sich eine Erniedrigung der Besetzungsdichte gegenüber dem Fall $T_1 \rightarrow 0$ im Bereich einsetzender Sättigung, wogegen im quasilinearen Bereich der Sättigung und bei großen Werten von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$ sich der Einfluß der Lebensdauer kaum bemerkbar macht. Diese Erniedrigung der Besetzungsdichte im Übergangsbereich zur Sättigung ist im Linienflügel wesentlich stärker ausgeprägt als in der Linienmitte, wo sich die Sättigungskurven für den Fall der momentanen Umverteilung und für endliches $r(F) = T_1(F)^{-1}$ nur wenig unterscheiden. Dieses Verhalten ist verständlich, da sich - neben der Abhängigkeit der Lebensdauer von der Ionenmikrofeldstärke - der Einfluß der endlichen Umverteilungsrate erst bei großen Laserfeldstärken auswirkt. Für große Laserfeldstärken ist jedoch in der Linienmitte - im Gegensatz zum Linienflügel - bereits der Sättigungswert erreicht, so daß sich erst im Linienflügel ein deutlicher Effekt aufgrund der endlichen Umverteilungsrate zeigt.

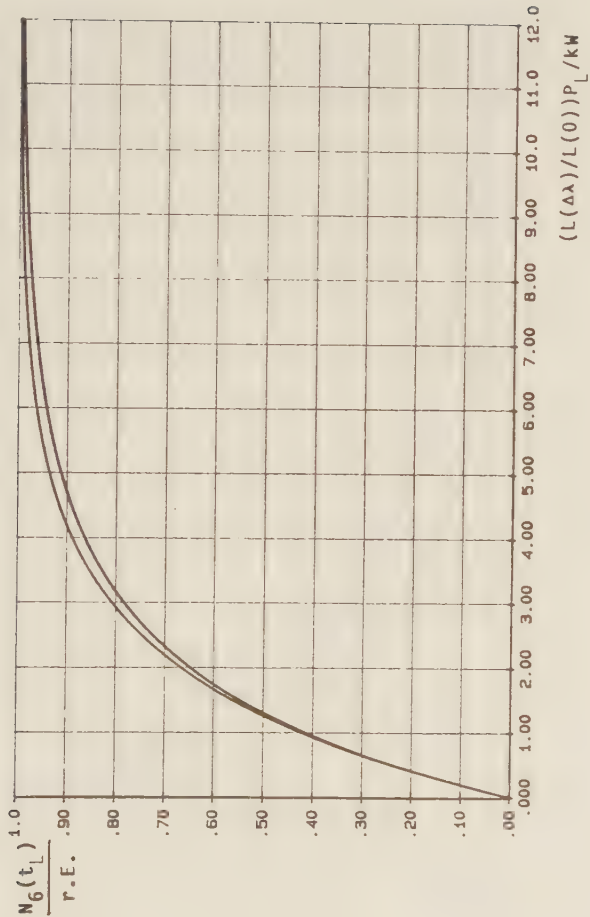


Abb.2.2:

Gesamtbesetzungsdichte $N_6(t=t_L)$ am Ende des Laserpulses als Funktion von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$ bei Einstrahlung in die Linienmitte. Die obere Kurve beschreibt das Sättigungsverhalten im Falle praktisch momentaner Umverteilung ($T_1 \rightarrow 0$), die untere Kurve für einen endlichen Wert der Umverteilungsrates $r(F) = T_1(F)^{-1}$ ($T_1(F) \neq 0$).

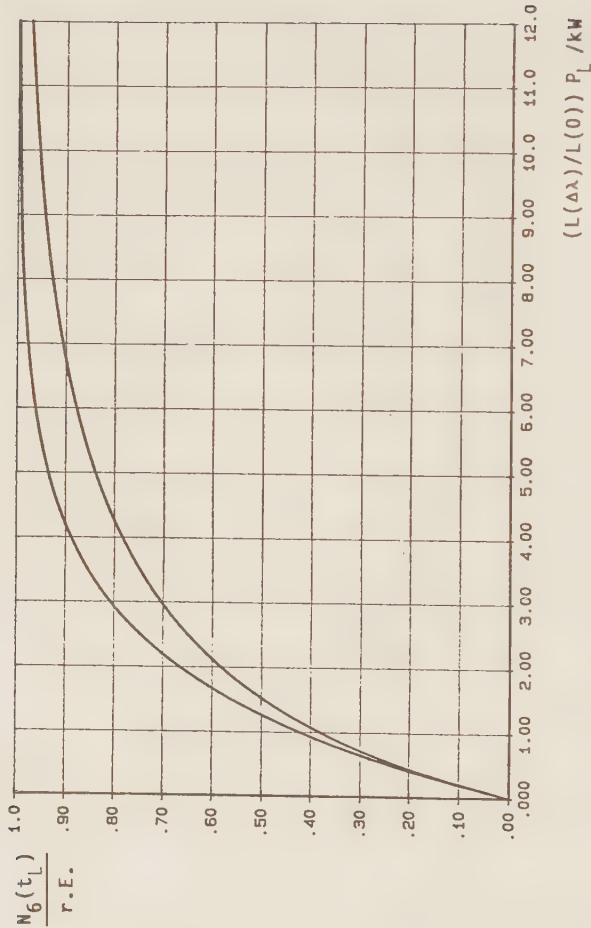


Abb.2.3:

Gesamtbesetzungsdichte $N_6(t=t_L)$ am Ende des Laserpulses als Funktion von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$ bei Einstrahlung in den Linienflügel bei $\Delta\lambda = 40$ pm. Die obere Kurve beschreibt das Sättigungsverhalten im Falle praktisch momentaner Umverteilung ($T_1 \rightarrow 0$), die untere Kurve für einen endlichen Wert der Umverteilungsrate $\Gamma(F) = T_1(F)^{-1}$ ($T_1(F) \neq 0$).

Da der zu erwartende Meßeffect in der Linienmitte klein ist, ist eine genaue Messung des Sättigungsverhaltens in der Linienmitte wichtig. Das in der Linienmitte gemessene Sättigungsverhalten kann andererseits auch als Bezug für die Flügelmessungen dienen, wo mit einem weit ausgeprägteren Meßeffect gerechnet wird (s. Abb. 2.3).

2.3. Meßprinzip

Durch einen kurzen Farbstofflaserpuls wird der Balmer-übergang $n=2$ nach $n=6$ schmalbandig angeregt. Die durch die Einstrahlung erhöhte Besetzungsdichte des Zustandes $n=6$ wird durch inelastische und superelastische Elektronenstöße und durch spontane Emission auf die Nachbarzustände verteilt (Abb.2.4). In früheren Arbeiten /19/ wurden die Fluoreszenzintensitäten breitbandig auf verschiedenen Balmerübergängen zeitaufgelöst detektiert. Diese zeitaufgelösten Fluoreszenzintensitäten stimmten mit gerechneten zeitlichen Verläufen der Besetzungsdichten des oberen Zustandes des jeweils betrachteten Überganges, auf dem Fluoreszenz gemessen wurde, überein. Die zeitintegrierten Messungen der Fluoreszenzintensitäten auf den Balmerübergängen liefern ein direktes Maß für die Besetzungsdichte des oberen Zustandes $n=6$ am Ende des Laserpulses.

Die Anwendbarkeit dieses Meßprinzips fordert, daß während der Wechselwirkungszeit des Laserlichtes - d.h. während des zeitlichen Aufbaus der Besetzungsdichte des Zustandes $n=6$ - Verluste durch Elektronenstoßprozesse und durch spontane Emission keine wesentliche Rolle spielen. Diese Voraussetzung ist erfüllt, falls die Laserpulsdauer kleiner als die Lebensdauer des Zustandes $n=6$ ist. Die Lebensdauer des oberen Zustandes beträgt für die im Experiment vorliegenden Plasmaparameter 6.3 ns (Ref./19/), die Laserpulsdauer jedoch nur 2 ns, so daß diese Bedingung erfüllt ist und der Einfluß hinsichtlich einer Verlustrate vernachlässigbar ist (s. auch Kap.5.4). Dazu durchgeführte Modellrechnungen mit Hilfe eines Ratengleichungssystems nach Ref./19/, dessen Lösung die gerechneten zeitlichen Verläufe der Besetzungsdichten von $n=6,5,4$ lieferte, ergaben Folgendes: Die zeitlich integrierte Besetzungsdichte des Zustandes $n=6$ ist stets - d.h. unabhängig von der Laserleistung - proportional der Besetzungsdichte $N_6(t=t_L)$ am Ende des Laserpulses, auch wenn

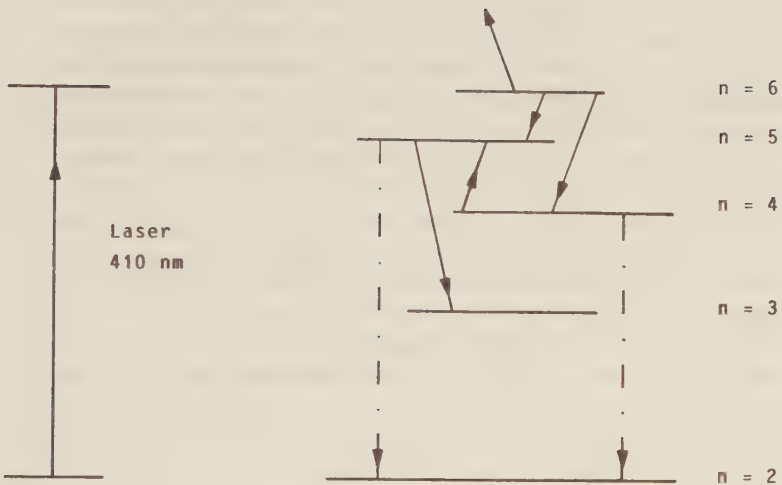


Abb.2.4:

Schematische Darstellung des Meßprinzips:

Anregung des Überganges $n=2$ nach $n=6$ durch schmalbandige Laserstrahlung

Verteilung der Besetzungsdichte auf die Nachbarzustände durch superelastische und inelastische Elektronenstöße (symbolisiert durch $\longrightarrow$)

Messung der Fluoreszenzintensitäten breitbandig auf den Übergängen $n=4$ nach $n=2$ (D_4) und $n=5$ nach $n=2$ (D_5) (symbolisiert durch $\cdots \rightarrow$)

Strahlungs- und Stoßverluste zu anderen Niveaus während der Laserpulsdauer von $t_L = 2 \text{ ns}$ berücksichtigt werden. Desweiteren ist die zeitintegrierte Besetzungsdichte des Zustandes $n=6$ immer proportional den zeitintegrierten Besetzungsdichten der Zustände $n=5,4$. Dies bedeutet, daß die zeitintegrierte Fluoreszenzintensität auf den Balmer-übergängen ein direktes Maß für die Besetzungsdichte $N_6(t=t_L)$ am Ende des Laserpulses darstellt. Durch die kurze Laserpulsdauer wird weiterhin auch gewährleistet, daß das Sättigungsverhalten genau ausgemessen werden kann - bei zu langer Pulsdauer wird die Besetzungsdichte zu schnell gesättigt. Für die breitbandige Messung der Fluoreszenzintensitäten erweisen sich die Balmerübergänge $n=4$ nach $n=2$ (D_4) und $n=5$ nach $n=2$ (D_5) als meßtechnisch geeignet.

Die zeitintegrierte Fluoreszenzintensität F_L auf diesen Übergängen, die ein Maß für die Besetzungsdichte des Zustandes $n=6$ am Ende des Laserpulses ist, wird breitbandig als Funktion der Laserleistung P_L und in Abhängigkeit vom Einstrahlungsort $\Delta\lambda$ des Laserlichtes im Linienprofil der D_6 -Linie vermessen:

$$F_L = \int F_L(P_L, \Delta\lambda, t) dt \sim N_6(P_L, \Delta\lambda) \quad (2.14)$$

Um die Laserlichtabsorption spektral aufgelöst, d.h. als Funktion von $\Delta\lambda$, untersuchen zu können, muß die Bandbreite des Laserlichtes klein gegen die Halbwertsbreite der D_6 -Linie sein. Im Vergleich zur Halbwertsbreite von 27 pm der starkverbreiterten Emissionslinie D_6 beträgt die Bandbreite des Laserlichtes nur etwa 1 pm , so daß diese Forderung sehr gut erfüllt ist. Weiterhin soll die untersuchte D_6 -Linie vornehmlich durch den quasistatischen Stark-effekt verbreitert sein. Der Einfluß des Dopplereffektes (u. der Apparateverbreiterung) auf das Linienprofil beschränkt

sich auf wenige Prozent und spielt deshalb nur eine untergeordnete Rolle. Um den Beitrag des Dopplereffektes (u. der Apparateverbreiterung) abzuschätzen, wurde das gemessene Emissionsprofil der Linie D_6 mit dem Dopplerprofil (u.Apparateprofil) gefaltet und das erhaltene Profil mit dem ursprünglichen verglichen.

3. EXPERIMENTELLER VERSUCHSAUFBAU

Der experimentelle Aufbau besteht im wesentlichen aus der Plasmaentladung, dem Lasersystem und der Nachweiselektronik für die Fluoreszenzmessungen. Diese Komponenten werden in diesem Kapitel näher beschrieben. Weiterhin wird das Meßverfahren zur Messung der Fluoreszenzintensitäten erläutert.

3.1. Plasmaerzeugung und Plasmaparameter

Der experimentelle Aufbau der Plasmaentladung ist schematisch in Abb.3.1 dargestellt. Dieser Typ einer HF-Entladung im Spiegelfeld (Ref./20/) erlaubt die Erzeugung eines gut reproduzierbaren stationären Plasmas relativ hoher Elektronendichte und relativ niedriger Elektronentemperatur. Dieser Entladungstyp ist in früheren Arbeiten /21,22,5,6/ insbesondere für emissions- und laserspektroskopische Linienprofiluntersuchungen an Wasserstoff- bzw. Deuteriumplasmen benutzt worden.

Die Erzeugung des stationären Deuteriumplasmas erfolgt in einem 50 cm langen Quarzentladungsgefäß, dessen Durchmesser 6 cm beträgt. Die Hochfrequenzleistung wird induktiv über eine einwindige Spule bei 27 MHz ins Plasma eingekoppelt. Für den Plasmaeinschluß sorgt ein magnetisches Spiegelfeld von etwa 0.1 T. Bei bestimmter Einstellung der HF-Leistung, des Gasdruckes - typischerweise 27 Pa - und des Magnetfeldes entsteht nahe der Gefäßachse eine blau leuchtende Plasmaballung relativ hoher Elektronendichte und niedriger Elektronentemperatur. Dieses Plasmoid hebt sich deutlich vom rot leuchtenden Umgebungsplasma niedrigerer Elektronendichte ab. Der Durchmesser dieser Plasmaballung beträgt etwa 8 mm, die Länge etwa 7 cm.

Die Plasmaparameter dieses kalten dichten Plasmas, das

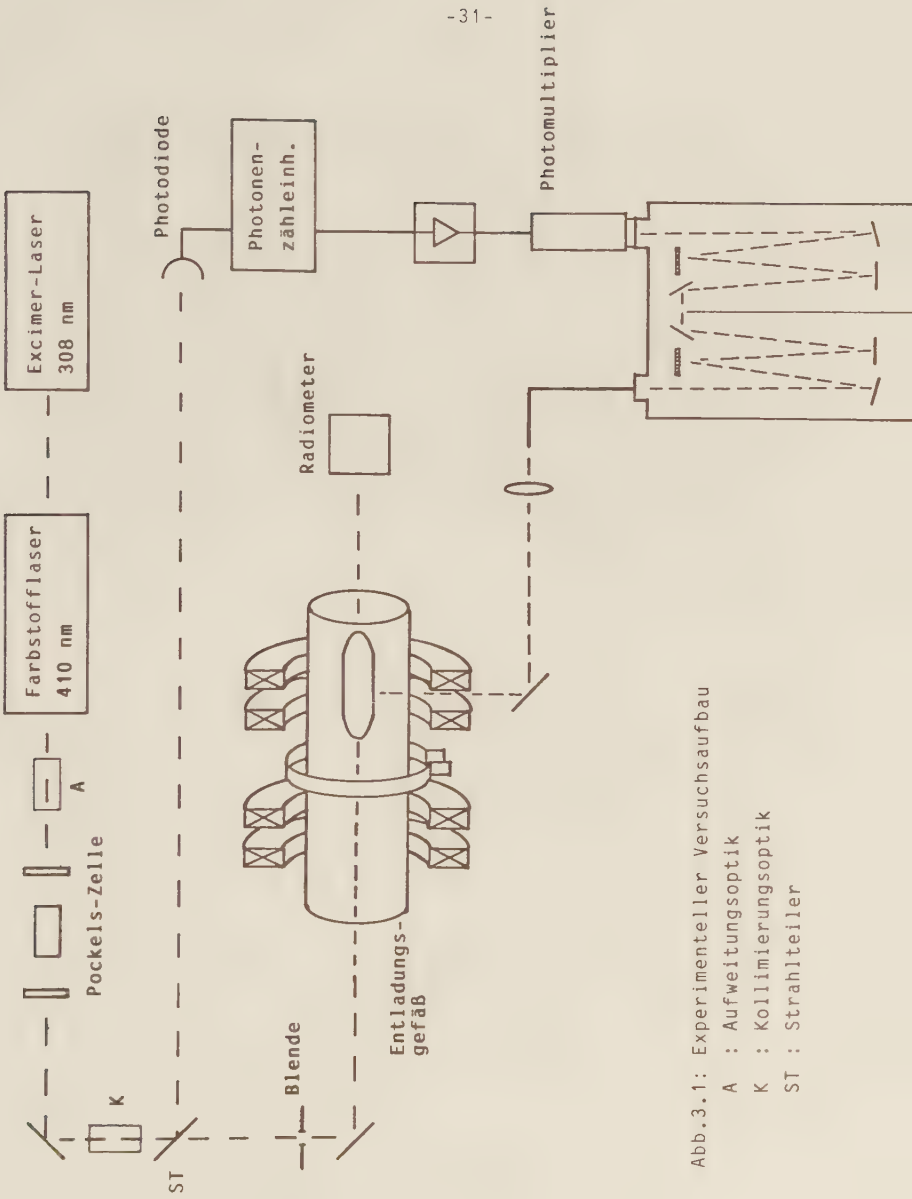


Abb.3.1: Experimenteller Versuchsaufbau

A : Aufweitungsoptik

K : Kollimierungsoptik

ST : Strahlteiler

sich durch hohe Reinheit und Reproduzierbarkeit auszeichnet, sind durch begleitende diagnostische Untersuchungen gut bekannt. Die Ionentemperatur konnte aus der unterschiedlichen Dopplerverbreiterung der D_{β} - und H_{β} -Linie bestimmt werden, da in dieser Entladung die Neutralteilchentemperatur der Ionentemperatur entspricht. Aus der Vermessung des Balmerkontinuums wurde die Elektronentemperatur ermittelt. Die Elektronendichte wurde aus Messungen der Emissionslinie D_6 ermittelt. Dazu wurde das gemessene starkverbreiterte Profil der Balmerlinie D_6 mit gerechneten Profilen der Unified Theorie /23/ verglichen. Der daraus erhaltene Wert der Elektronendichte stimmt gut mit dem Ergebnis einer Auswertung der gemessenen Linie D_{10} nach der quasistatischen Theorie /24/ überein.

Plasmaparameter:

Elektronendichte : $n_e = 2.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$

Ionentemperatur : $T_i = 700 \text{ K}$

Elektronentemperatur: $T_e = 1500 \text{ K}$

3.2. Komponenten des Laseraufbaus

3.2.1. Lasersystem

Das benutzte Lasersystem besteht aus der Kombination eines durchstimmbaren Farbstofflasers (Lambda Physik, Modell FL 2002) und eines Excimer-Lasers (Lambda Physik, Modell EMG 201E), der als Pumplaser für die Farbstoffzelle dient. Der Excimer-Laser wird mit einem Gasgemisch - aktives Medium : angeregte XeCl-Moleküle -, bestehend aus He (Puffergas), Xe (Edelgaskomponente) und einem HCl/He-Gemisch betrieben, so daß intensive Laserpulse bei einer Wellenlänge von 308 nm emittiert werden. Der Farbstofflaser arbeitet im Bereich der Wellenlänge der Linie D_6 (410 nm). Als Laserfarbstoff wird für diesen Wellenlängenbereich DPS, gelöst in Dioxan, verwendet.

Das emittierte Farbstofflaserlicht zeichnet sich durch eine kleine spektrale Bandbreite, 1 pm bei 410 nm, aus. Die spektrale Güte des Laserlichtes kann relativ leicht durch den Einsatz eines Monitoretalons überprüft werden. Durch die Verwendung von He als Puffergas und leichte Dejustierung des Auskoppelspiegels des Excimer-Lasers wird eine kurze Laserpulsbreite von 6-8 ns erreicht. Das zeitliche Verhalten der Laserintensität zeigt Abb.3.2. Der dargestellte Laserpuls ist das Ergebnis von insgesamt 128 aufaddierten Farbstofflaserschüssen, die von einer schnellen Photodiode - kombiniert mit einem Transient Digitizer - aufgenommen wurden. Der Laserpuls zeigt einen schnellen zeitlichen Anstieg und eine relativ schmale Pulsform.

Daten des Lasersystems:

Pulsenergie (Excimer-Laser) : 190 mJ
Pulsenergie (Farbstofflaser) : 12 mJ

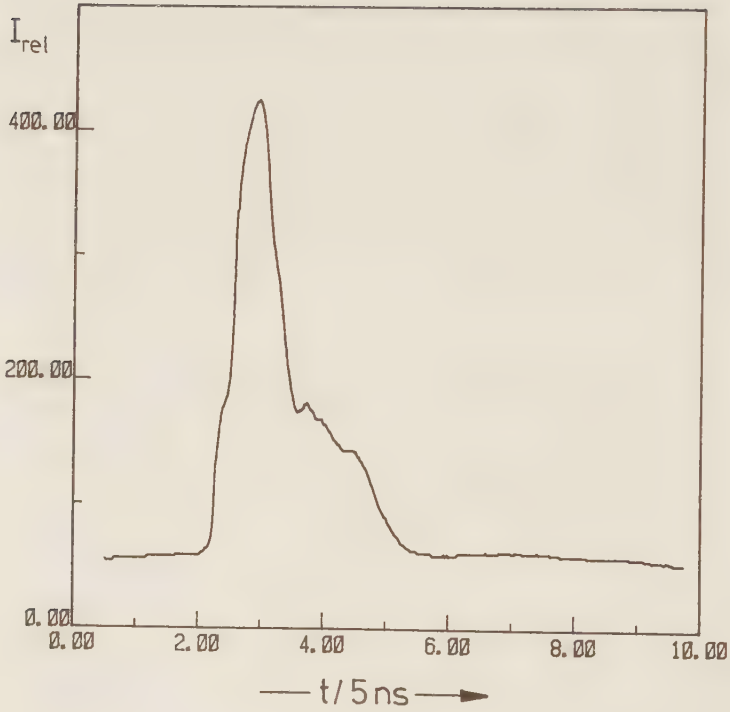


Abb.3.2.: Zeitliches Verhalten der Laserintensität

Bandbreite	:	1 pm
Pulsdauer	:	6-8 ns
Repetitionenfrequenz	:	10 Hz

Über mehrere Spiegel wird der Laserstrahl axial durch das Entladungsgefäß geführt. Bevor jedoch das Laserlicht auf den ersten Spiegel trifft, wird der Laserstrahl durch eine Optik 4-fach aufgeweitet, wodurch die hohe Leistungsdichte der Laserstrahlung reduziert wird, damit eine Zerstörung der Spiegel ausgeschlossen ist. Kurz vor Eintreten in das Entladungsgefäß wird der Laserstrahl kollimiert und durch eine Blende auf einen Durchmesser von 3 mm begrenzt. Weiterhin befindet sich im Strahlengang eine Pockels-Zellen-Einheit, die zur Laserpulsverkürzung dient (s. Kap.3.2.2.). Für die absolute Messung der Laserleistung steht ein kalibriertes Radiometer zur Verfügung.

3.2.2. Laserpulsverkürzung

Zur Verkürzung der Laserpulsdauer von ursprünglich 8 ns auf 2 ns wird eine Pockels-Zellen-Einheit eingesetzt (Abb.3.3). Diese Einheit besteht aus einem KDP-Kristall, der eigentlichen Pockells-Zelle, zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren. Dieser Kristall ist normalerweise einachsig doppelbrechend, so daß kein Licht durch das System aus Polarisatoren und Kristall treten kann, wenn der Laserstrahl parallel zur optischen Achse orientiert ist. Wird aber ein elektrisches Feld parallel zur optischen Achse an den Kristall gelegt, so tritt auch hier Doppelbrechung auf, und die Polarisation des Lichtes wird so geändert, daß der zweite Polarisator für die Zeitdauer, in der das elektrische Feld anliegt, durchlässig wird. Somit beeinflußt die Zeitdauer des elektrischen Feldes direkt die Laserpulsbreite. Das Feld wird durch einen High Voltage Step-Generator geliefert. Zur Ansteuerung des Step-Generators dient ein Triggerpuls des Excimer-Lasers. Dieser Triggerpuls wird kurz vor der eigentlichen Excimer - Laser-Entladung abgegeben und so verzögert, daß das elektrische Feld genau dann am Kristall anliegt, wenn das Laserlicht dort auftrifft. Abb.3.4 zeigt die Aufaddition von insgesamt 128 gemessenen Laserpulsen nach Durchgang durch die Pockels-Zellen-Einheit. Durch Intensitätsverluste an den optischen Einheiten (Spiegel, Pockels-Zelle, Blende) reduziert sich die maximale Laserleistung auf 100 kW bei 2 ns Pulsdauer. Bei den Messungen wird die Laserleistung durch Neutralglasfilter variiert und mit dem absolut kalibrierten Radiometer (EG&G, Modell 580-23A) gemessen.

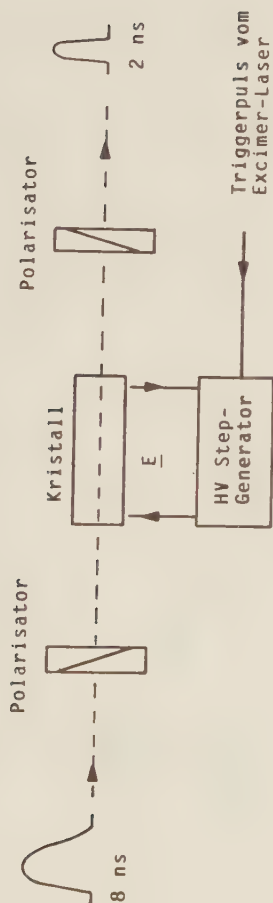


Abb.3.3: Pockels-Zellen-Einheit zur Laserpulsverkürzung

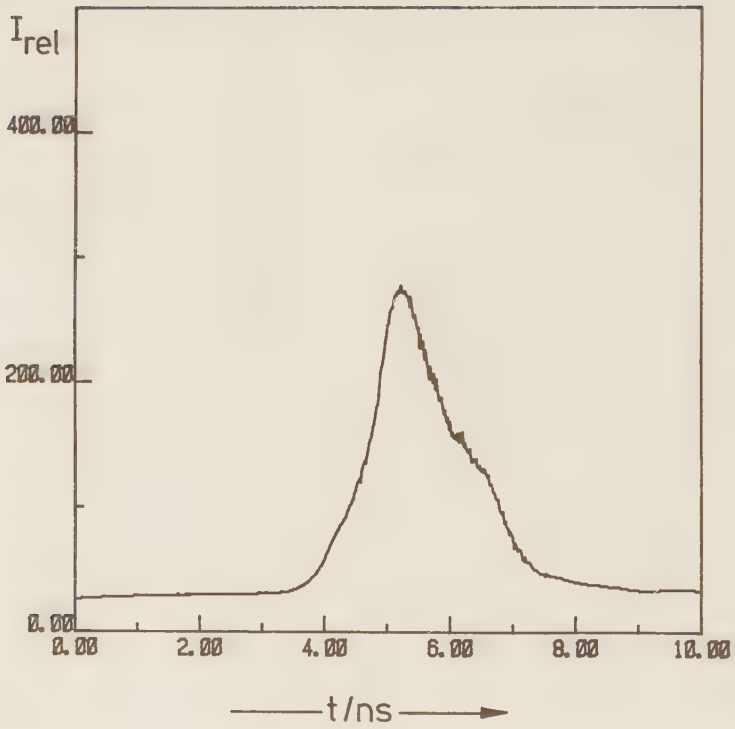


Abb.3.4:

Zeitliches Verhalten der Laserintensität nach Durchgang durch die Pockels-Zellen-Einheit (Laserpulsdauer: 2 ns)

3.2.3. Strahlprofil des Laserlichtes

Für die Auswertung der Fluoreszenzmessungen ist es notwendig, daß die Intensitätsverteilung des Laserlichtes über die Querschnittsfläche des Laserstrahls gut bekannt ist, da die Form der Intensitätsverteilung den Verlauf von gemessenen Sättigungskurven beeinflussen kann, was später diskutiert wird.

Für die Messung des Laserprofils wurde die photographische Registrierung der Intensitätsverteilung eines einzelnen Laserschusses gewählt. Die sonst übliche Methode der Messung der Intensitätsverteilung mit Hilfe eines Spaltes, der über den Laserquerschnitt gefahren wird, schied aus, da hierbei nur die gemittelte Intensitätsverteilung gemessen werden kann. Diese gemittelte Intensitätsverteilung setzt sich aus den Intensitätsprofilen vieler einzelner Laserschüsse zusammen, die u.U. hinsichtlich ihrer Intensität verschieden sein können und so das gemittelte vom tatsächlichen Laserprofil eines Einzelpulses abweichen kann. Die photographische Messung der Intensitätsverteilung erfolgte direkt vor dem Eintritt des Laserstrahls in das Entladungsgefäß. Dazu wurden einzelne Laserschüsse photographisch aufgenommen und mit Hilfe eines Mikrophotometers ausgewertet, welches die Schwärzung des photographischen Films genau ausmessen kann. Da die Schwärzung des Films nur in einem gewissen Bereich der Schwärzungskurve der Intensität proportional ist, wurde der Film von einzelnen Laserschüssen durch Verwendung verschiedener Filter unterschiedlich geschwärzt, so daß die Linearität zwischen Schwärzung und Intensität überprüft werden konnte. Abb.3.5 zeigt die mit dieser Methode gewonnene Intensitätsverteilung eines einzelnen Laserschusses (Laserpulsbreite: 2 ns). Die Intensität des Laserlichtes ist relativ homogen über die scharf begrenzte Querschnittsfläche von etwa 7 mm^2 verteilt. Zur Verdeutlichung ist in Abb.3.6 der Intensitätsverlauf in

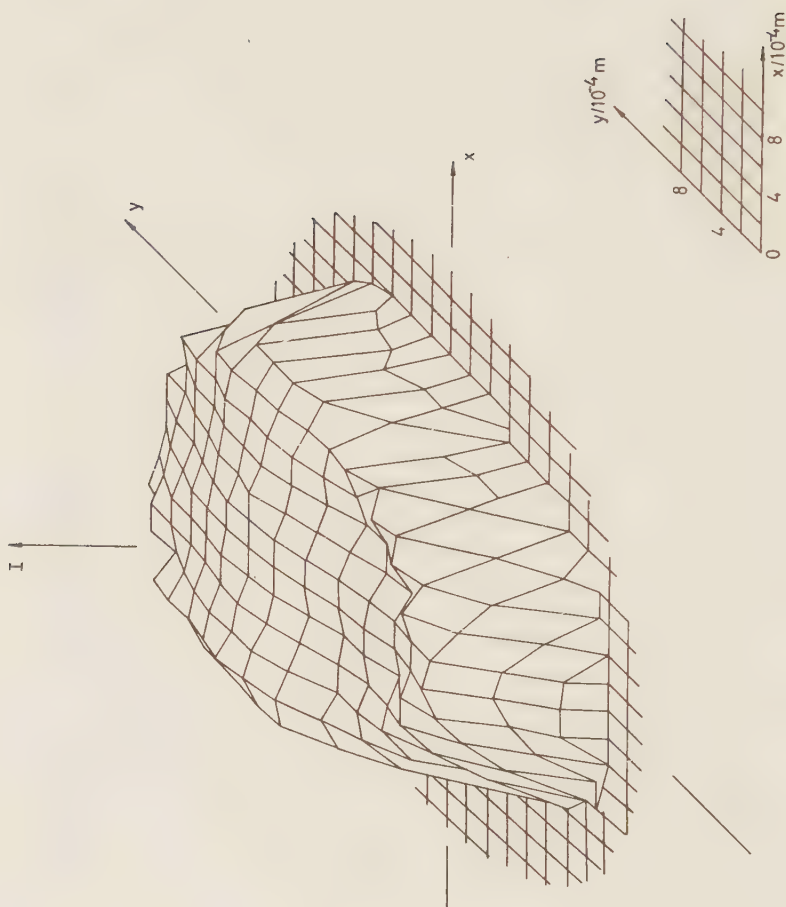


Abb.3.5:
Intensitätsverteilung des Laserlichtes über die Querschnitts-
fläche des Laserstrahls (I : Intensität in rel. Einh.)

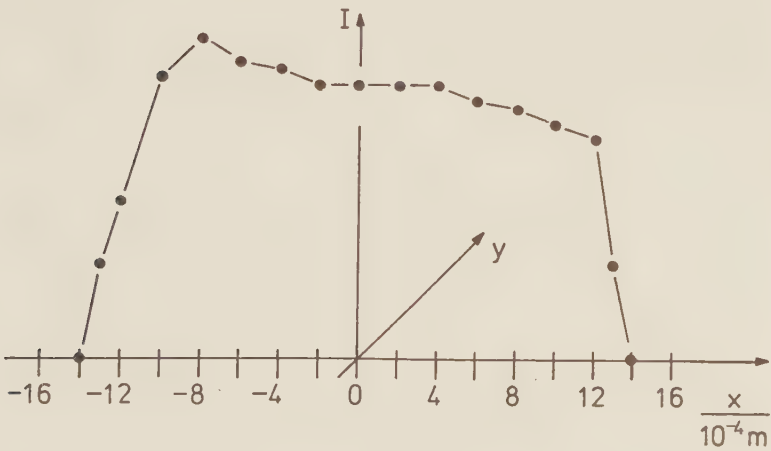
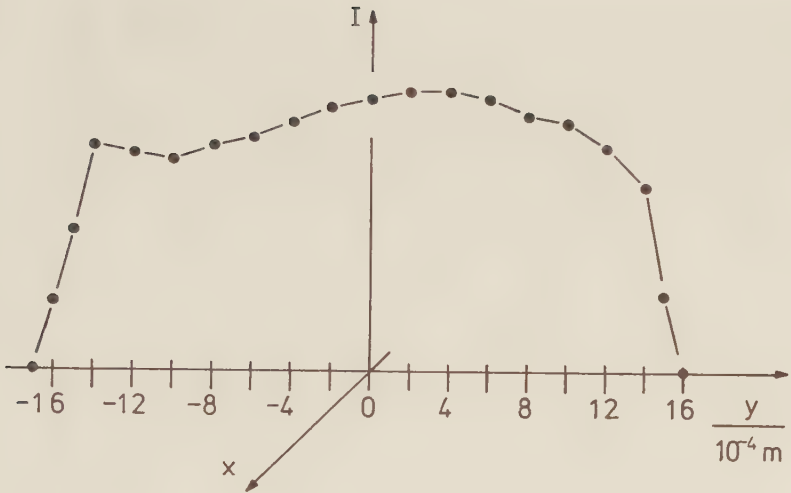


Abb.3.6:

Intensitätsverlauf in zwei Achsen durch den Mittelpunkt der Querschnittsfläche des Laserstrahls

zwei zueinander senkrechten Achsen durch den Mittelpunkt der Querschnittsfläche dargestellt. Die Querschnittsfläche des Laserstrahls ist in guter Näherung kreisförmig, der Durchmesser beträgt etwa 3 mm. Für die Berechnung der Sättigungskurven wurde die gemessene Intensitätsverteilung durch das Modell einer homogenen Intensitätsverteilung mit einer Querschnittsfläche des Laserstrahls von 7 mm^2 ersetzt.

3.3. Versuchsaufbau für die Fluoreszenzuntersuchungen

Der Versuchsaufbau geht aus Abb.3.1 hervor. Die vom Plasmoid emittierte Fluoreszenzstrahlung wird senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls untersucht. Dazu wird die Plasmastrahlung über eine Linse und einen Lichtleiter auf den Eingangsspalt eines Spektrographen abgebildet. Bei dem Spektrographen handelt es sich um einen Doppelmonochromator, dessen Ein- und Ausgangsspalt weit geöffnet sind - typischerweise 150-300 μm -, so daß die Fluoreszenzintensitäten breitbandig von dem hinter dem Ausgangsspalt angebrachten Photomultiplier auf der jeweils untersuchten Linie (D_4 bzw. D_5) registriert werden. Die an dem nachgeschalteten Verstärker entnommenen Photonensignale werden von einem Transient Digitizer (Tektronix, Modell R7912), verbunden mit einem Rechner, aufaddiert. Dieses Transient Digitizer/Rechner-System wurde später (s. Kap.4.2) durch eine Photonenzähleinheit ersetzt. Die Triggerung des Transient Digitizers als auch später der Photonenzähleinheit erfolgt über einen Laserlichtreflex, detektiert von einer schnellen Photodiode.

Für die Messungen der Fluoreszenzintensitäten ist neben der genauen Kenntnis der Laserleistung ebenfalls von großer Wichtigkeit, die Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ des eingestrahnten Laserlichtes zur Mittenwellenlänge der D_6 -Linie genau zu kennen. Dazu wird die Laserlinie zusammen mit der D_6 -Linie mit Hilfe des Spektrographen aufgenommen (Abb.3.7). Die Halbwertsbreite der D_6 -Linie ergibt sich typischerweise zu 27 pm, die der Laserlinie zu etwa 5 pm. Die Breite der Laserlinie spiegelt im wesentlichen den Einfluß des Apparatprofils wider; denn die wahre Bandbreite des Laserlichtes beträgt nur 1 pm und ist somit klein gegen die Breite der D_6 -Linie, entsprechend den Anforderungen für profil aufgelöste Messungen. Theoretisch müßte vor jeder neuen Fluoreszenzmessung - bei Variation des Wellenlängen-

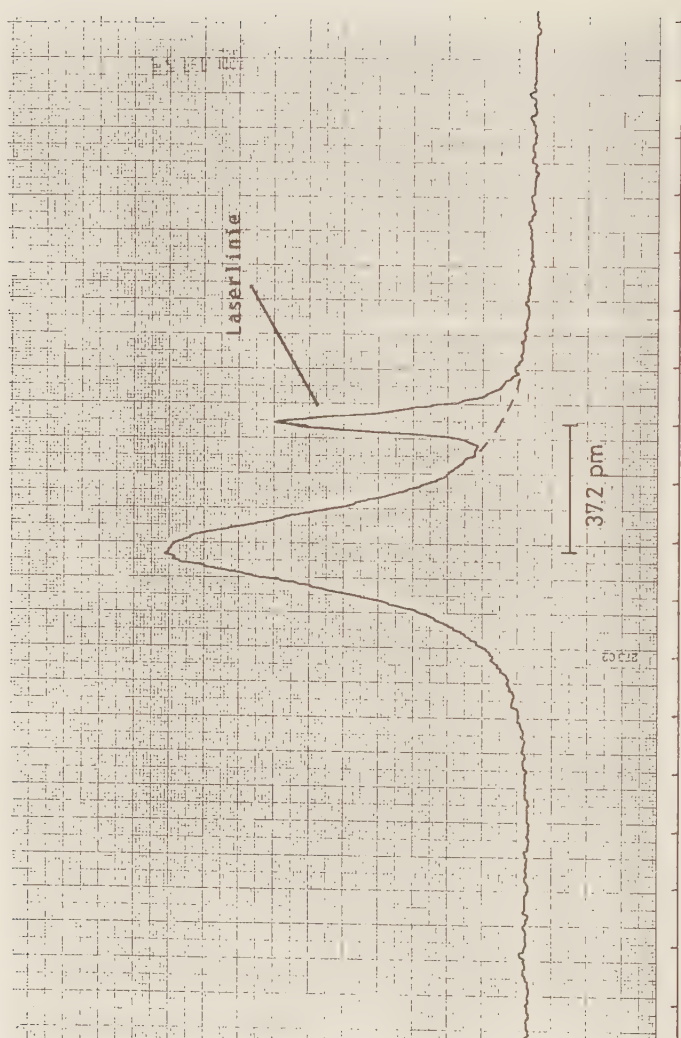


Abb.3.7: Emissionslinie D_6 und Laserlinie zur Bestimmung der Wellenlängendifferenz

abstandes - solch eine Testregistrierung vorgenommen werden, was die Meßzeit und die Zeit, in der die Meßbedingungen konstant gehalten werden müssen, beträchtlich verlängern würde. Ein mit dem Farbstofflaser kombinierter Kleinrechner erlaubt es jedoch, daß bei gleichbleibender Qualität des Laserlichtes und gleicher Laserleistung praktisch jeder Ort auf der D_6 -Linie angefahren werden kann, wobei es ausreicht, die Startwellenlänge des Lasers festzulegen und zu kontrollieren. Mit diesem Verfahren ist es möglich, bestimmte Orte im D_6 -Profil anzufahren, die Fluoreszenzintensitäten zu messen, anschließend sogleich den nächsten Ort im Profil aufzusuchen, um so schließlich sukzessiv ein Absorptionsprofil zu erhalten. Nach der letzten Fluoreszenzmessung wird wiederum die Position der Laserwellenlänge zur Mitte der gepumpten Linie kontrolliert und mit der rechnerisch ermittelten Position verglichen.

3.4. Photonenzähleinheit und elektronische Verarbeitung der Photonenpulse

Die Photonenzähleinheit zur Registrierung der Fluoreszenzintensitäten ist in Abb.3.8 schematisch dargestellt. Die vom Photomultiplier kommenden Photonenpulse werden zunächst verstärkt und durch einen 110 MHz-Diskriminator in Normpulse von wenigen Nanosekunden Pulsdauer (< 10 ns) umgewandelt. Die Normpulse werden anschließend in einen 2-fach-Auffächerer (Fan Out) gegeben und gelangen zu zwei verschiedenen AND-Gliedern, die durch unterschiedliche Gate-Pulse angesteuert werden. Die Ausgänge der AND-Glieder sind mit schnellen Zählern (Bandbreite: 100 MHz) verbunden, die die Photonenereignisse registrieren.

Die Triggerung der Photonenzähleinheit erfolgt durch das Signal einer schnellen Photodiode, auf die ein Teil des Laserlichtes auftrifft. Nach Invertierung und Verstärkung wird dieses Signal um 67 ns verzögert und steuert einen Diskriminator an, der einen Gate-Puls von 150 ns Pulsbreite liefert. Durch die zeitliche Verzögerung von 67 ns wird die zeitliche Koinzidenz des Gate-Pulses mit dem Fluoreszenzsignal erreicht, so daß der Zähler A die Fluoreszenzintensität registriert. Ein zweiter Gate-Puls von 750 ns Breite ist gegenüber dem ersten um 0.8 μ s verzögert, so daß vom Zähler B allein der Plasmauntergrund, d.h. der Strahlungsuntergrund des Plasmas in Abwesenheit des Laserpulses, aufgenommen wird.

Durch den Triggerimpuls einer elektronischen Uhr wird erreicht, daß die Zähler nur während einer bestimmten vorgegebenen Meßzeit (typischerweise 500 - 700 s) aktiviert sind. Diese vorwählbare Zeit entspricht einer bestimmten Anzahl einzelner Laserpulse (5000 - 7000), über die die Fluoreszenzintensitäten bzw. die Intensität der Plasmauntergrundsstrahlung aufintegriert werden. Weiterhin wird

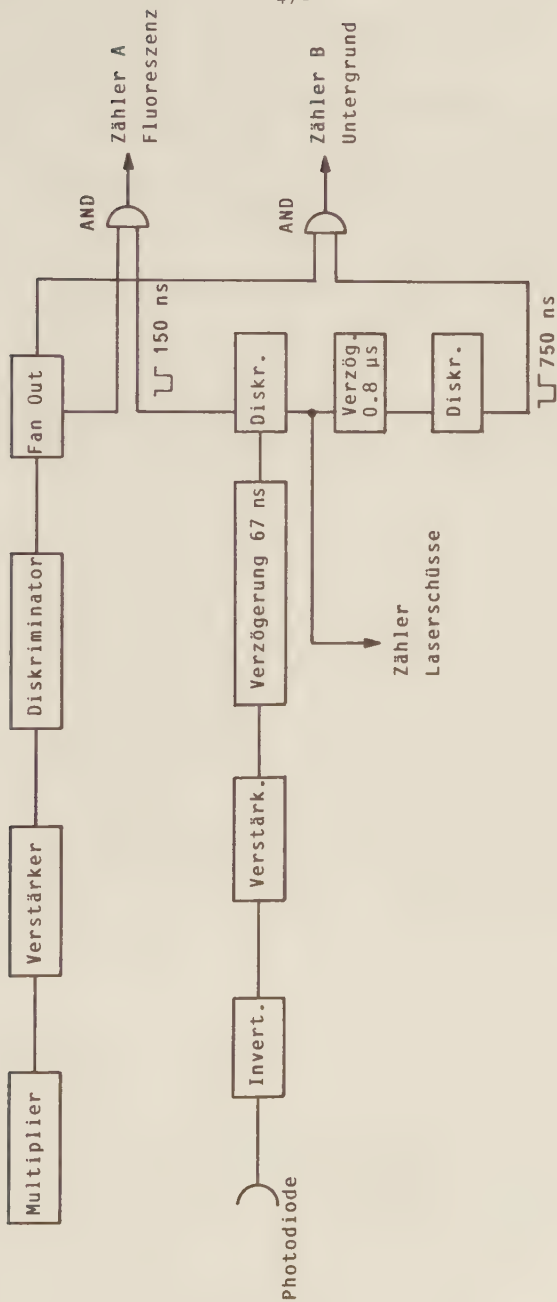


Abb.3.8:
Blockdiagramm des elektronischen Systems zur Registrierung
der Photonensignale

die Laserschußzahl während der Meßdauer ebenfalls durch einen Zähler kontrolliert.

Am Ende eines Meßzyklusses stehen somit folgende Daten zur Verfügung:

1. aufintegrierte Fluoreszenzintensität (+Plasmauntergrund)
2. aufintegrierter Plasmauntergrund
3. Laserschußzahl

Das Photonen-zählverfahren zeichnet sich gegenüber dem früher gewählten Transient Digitizer/Rechner-System durch mehrere Vorteile aus. So kann der Plasmauntergrund sehr genau bestimmt werden. Dazu wird der Inhalt des Zählers B durch das Verhältnis der Gate-Breiten dividiert. Dieses Verhältnis läßt sich genau überprüfen, indem die Dunkelstrom-Pulse des Multipliers von den Zählern in beiden Kanälen registriert werden. Die Triggerung erfolgt in diesem Fall nicht durch den Laser, sondern durch einen Funktions-generator. Allerdings erfordert das Photonen-zählverfahren eine hohe Stabilität der Diskriminatorschwellen, welche natürlich beim Transient Digitizer vollkommen entfallen würden. Ein weiterhin nicht zu unterschätzender Vorteil dieser Meßmethode ist die Meßzeiterparnis gegenüber der Messung mit dem Transient Digitizer/Rechner-System, da eine von der eigentlichen Fluoreszenzmessung zeitlich getrennte Untergrundmessung entfällt.

4. VORUNTERSUCHUNGEN

Zu Beginn der experimentellen Untersuchungen wurden Messungen durchgeführt, deren Ergebnisse zur Folge hatten, das Meßverfahren für die Fluoreszenzuntersuchungen zu verfeinern bzw. zu erweitern. So zeigten erste Messungen von Fluoreszenzintensitäten bei kleinen Laserleistungen die Notwendigkeit einer genauen Bestimmung der Plasmauntergrundstrahlung auf. Die Beobachtung des zeitlichen Verhaltens des Plasmalichtes führte zu einem genaueren Meßverfahren, welches die Konstanz der Meßbedingungen für die Fluoreszenzmessungen gewährleistet.

4.1. Messungen bei kleinen Laserleistungen

Mit dem in Kap.3.3./4. beschriebenen Meßverfahren wurden bei gleichbleibender Laserleistung, aber verschiedenen Wellenlängendifferenzen $\Delta\lambda$, Fluoreszenzmessungen auf der Linie D_4 mit Hilfe des Transient Digitizer/Rechner-Systems zeit aufgelöst durchgeführt. Abb.4.1 zeigt ein typisches zeit aufgelöstes Fluoreszenzsignal des Überganges $n=4$ nach $n=2$. Das dargestellte Fluoreszenzsignal ist durch Aufsummierung der Fluoreszenzsignale von insgesamt 5120 einzelnen Laserpulsen gewonnen worden. Die zeitliche Integration des zeit aufgelösten Fluoreszenzsignals auf der Linie D_4 liefert nun ein Maß für die Absorption von Laserlicht auf dem Übergang $n=2$ nach $n=6$.

Abb.4.2 zeigt ein mit diesem Verfahren erhaltenes Absorptionsprofil. Die durchgezogene Linie stellt die Originalmessung der D_6 -Linie in Emission dar. Die Emissionslinie wurde bis weit in den Linienflügel vermessen und die nicht mehr meßbaren Restintensitäten auf der blauen Seite durch einen $\lambda^{-5/2}$ -Abfall zur Bestimmung des Untergrundes approximiert. Auf der roten Seite wird die D_6 -Linie im



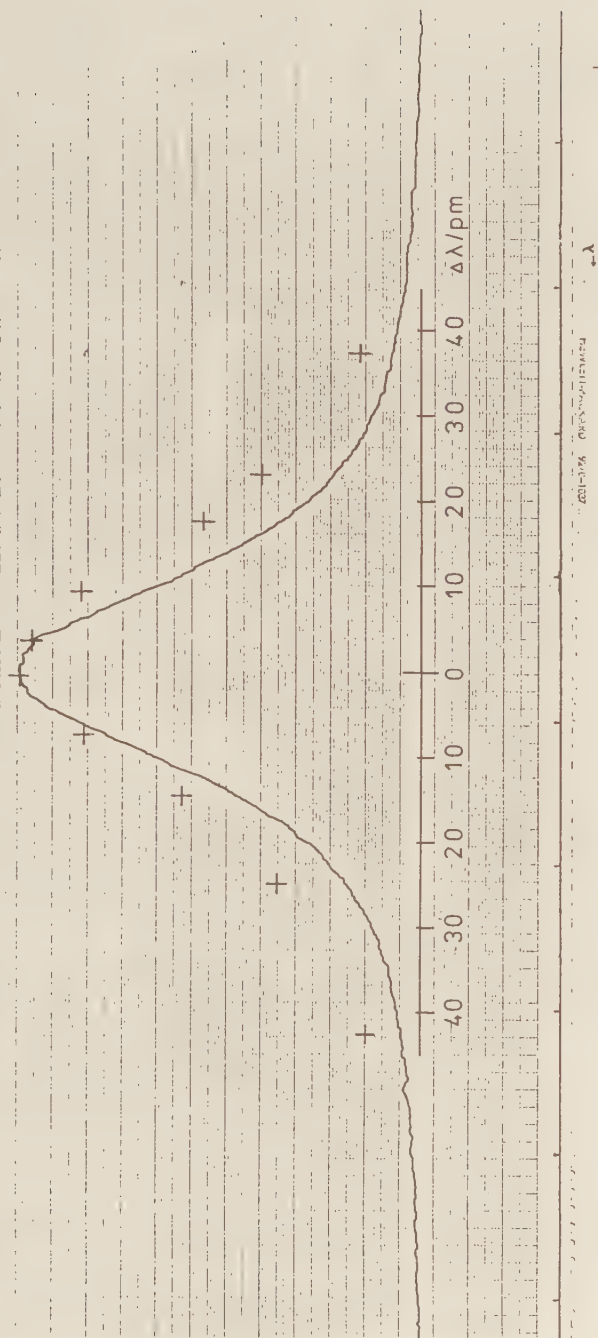
Abb.4.1:

Typisches zeitaufgelöstes Fluoreszenzsignal des Überganges $n=4$ nach $n=2$ (D_4) nach Abzug des Strahlungsuntergrundes; der Beginn des Laserpulses ist durch einen Pfeil markiert

Abb. 4.2:

Gegenüberstellung der Emissionslinie D_6 (durchgezogene Kurve) mit den gemessenen zeitintegrierten Fluoreszenzintensitäten des Übergangs $n=4$ nach $n=2$ (Kreuze)

$P_L = 3.2 \text{ kW}$



fernen Linienflügel (~ 100 pm) durch die H_6 -Linie überlagert, die in ihrer Gesamtintensität etwa 60-mal schwächer ist als die D_6 -Linie. Das Auftreten der H_6 -Linie ist unvermeidbar, da das Füllgas einen geringen Anteil von Wasserstoff enthält. Die zeitintegrierten Fluoreszenzintensitäten auf D_4 - gemessen bei verschiedenen Wellenlängendifferenzen $\Delta\lambda$ - sind das Ergebnis von jeweils 5120 einzelnen Laserpulsen. Die Fluoreszenzintensität in der Linienmitte wurde in diesem Bild auf den Punkt mit höchster Intensität der Emissionslinie normiert und alle anderen darauf bezogen. Die Laserleistung betrug bei dieser Messung 3.2 kW, die Laserpulsdauer etwa 8 ns. Das erhaltene Absorptionsprofil ist gegenüber dem Emissionsprofil deutlich verbreitert, was auf eine Sättigung der Besetzungsdichte des oberen Zustandes schließen läßt. Zur Klärung dieses Sachverhaltes wurde bei verschiedenen Laserleistungen die zeitintegrierte Fluoreszenzintensität in der Linienmitte untersucht (Abb.4.3). Die Meßpunkte lassen sich gut durch eine angefittete Sättigungskurve (gestrichelte Linie) beschreiben. Ebenfalls eingezeichnet ist die Kurve - folgend aus der Sättigungskurve -, die den Fall der linearen Absorption beschreiben würde (durchgezogene Linie). Aus diesem Bild ist ersichtlich, daß schon ab einer Laserleistung von etwa 0.3 kW (Pulsdauer: 8 ns) mit beginnender Sättigung zu rechnen ist. Um die Fluoreszenzintensitäten direkt mit dem Emissionsprofil vergleichen zu können, wurde der Ort der einzelnen gemessenen Intensitäten auf der Sättigungsgkurve bestimmt und auf den gedachten Fall der linearen Absorption umgerechnet. Das Ergebnis dieser Methode ist in Abb.4.4 dargestellt. Wieder ist der Wert in der Linienmitte auf den Wert des Emissionsprofils normiert und alle anderen Werte darauf bezogen. Im Rahmen der Meßgenauigkeit, die mit einem Fehler von etwa 10% behaftet ist, stimmt das korrigierte Absorptionsprofil gut mit dem Emissionsprofil überein. Tendenziell läßt sich jedoch eine Reduzierung der Absorption erkennen, was sich in einer

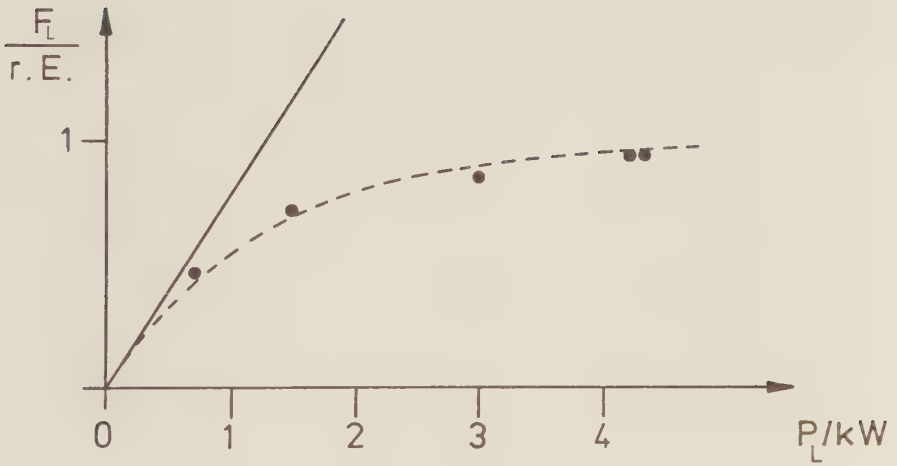


Abb.4.3:

Relative zeitintegrierte Fluoreszenzintensität F_L des Übergangs $n=4$ nach $n=2$ als Funktion der Laserleistung P_L ($t_L=8ns$) bei Einstrahlung in die Linienmitte. Die Meßwerte legen eine Sättigungskurve (---) für die Linienmitte fest.

Abb.4.4:

Vergleich der Emissionslinie D_6 (durchgezogene Kurve) mit den korrigierten zeitintegrierten Fluoreszenzintensitäten auf D_4 (Punkte)

$P_L = 3.2 \text{ kW}$

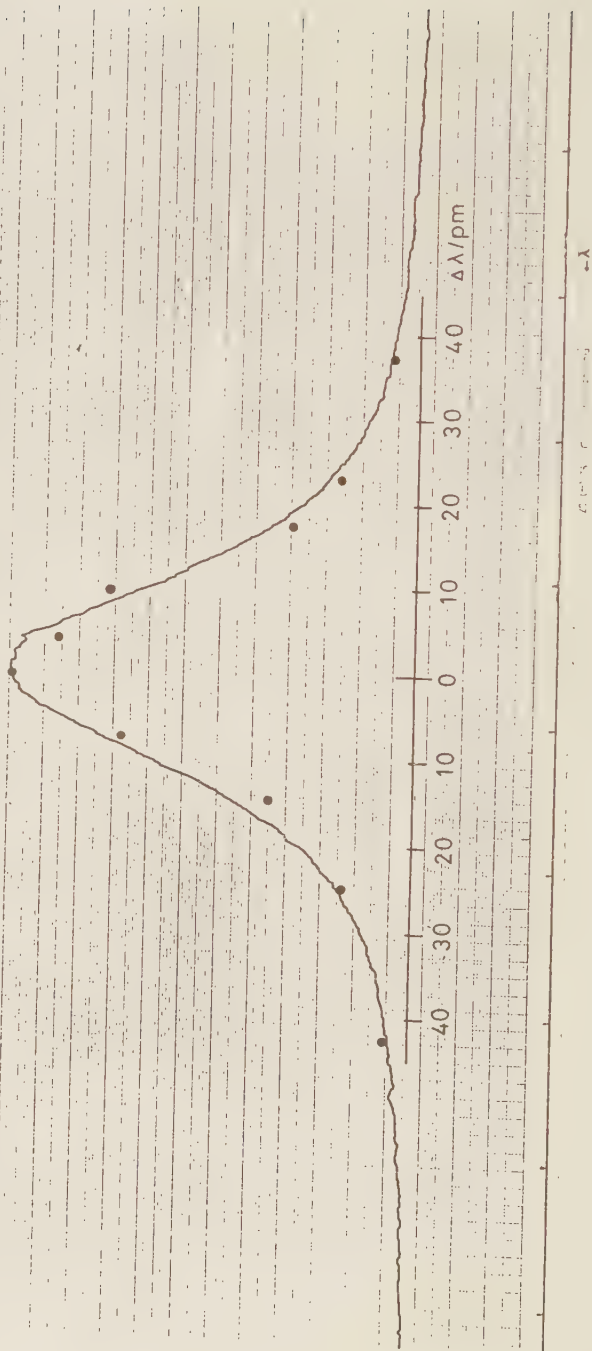
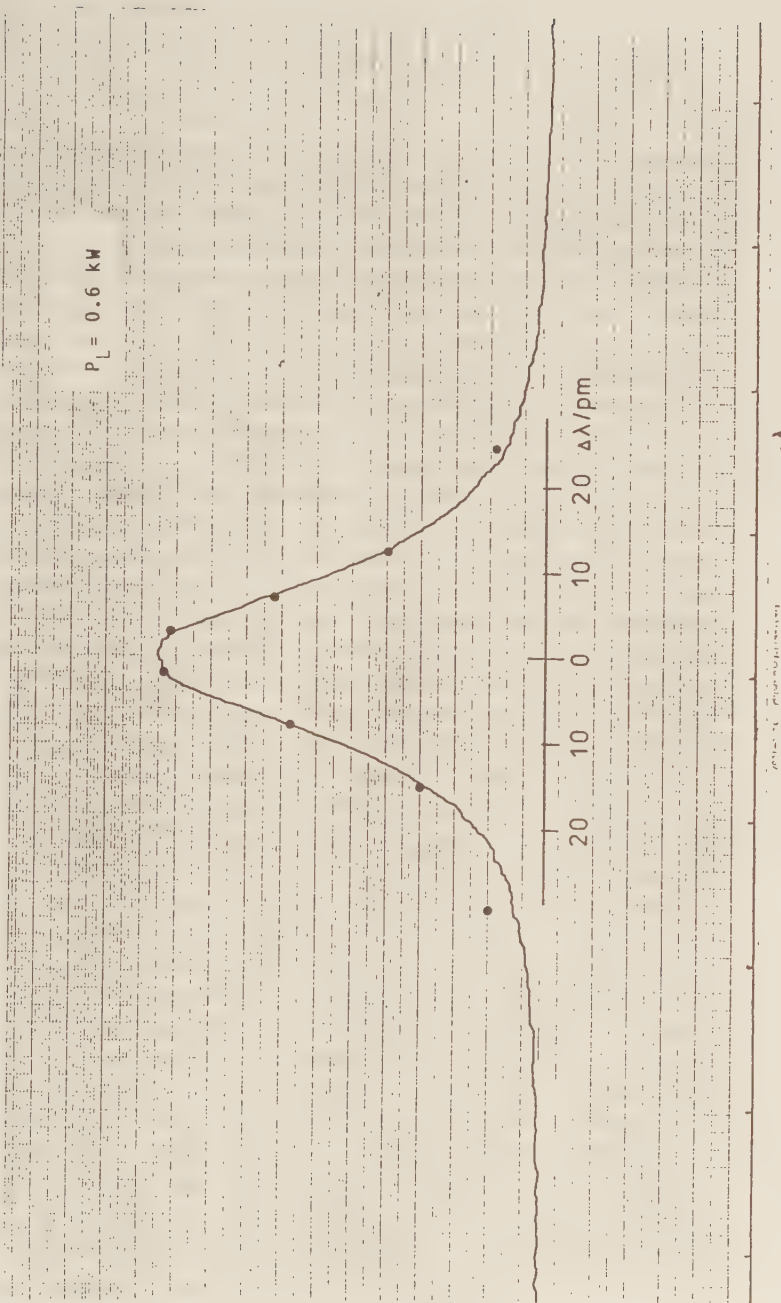


Abb. 4.5:

Vergleich der Emissionslinie D_6 (durchgezogene Kurve) mit den korrigierten zeitintegrierten Fluoreszenzintensitäten auf D_4 (Punkte)



geringeren Verschmälerung des Absorptionsprofils gegenüber dem Emissionsprofil äußert. Ein mit diesem Verfahren gewonnenes Absorptionsprofil für den Fall sehr kleiner Laserleistung (0.6 kW) - das bei etwas abgeänderten Plasmabedingungen aufgenommen wurde - zeigt Abb.4.5. Wiederum stimmen Emissions- und Absorptionsprofil recht gut überein.

Im Falle kleiner Laserleistung (3.2 kW, 0.6 kW) ist die Korrektur auf den linearen Fall der Absorption insbesondere im Linienflügel nur klein, jedoch nimmt die Meßgenauigkeit zu, da die Fluoreszenzintensität abnimmt. Eine wichtige Rolle spielt dabei der Plasmauntergrund, der von den Fluoreszenzintensitäten (Fluoreszenz + Plasmauntergrund) abgezogen ist. Dieser Untergrund muß nach einer eigentlichen Fluoreszenzmessung bestimmt werden und kann nicht simultan mitgemessen werden. Aus diesem Grunde wurde für die folgenden Messungen das Transient Digitizer /Rechner-System durch eine Photonen-zähleinheit ersetzt. Weiterhin wurde für die weiteren Untersuchungen die Laserpulsdauer auf 2 ns verkürzt (s.Kap.3.2.2.), um den Einfluß von Verlusten zu anderen Niveaus während der Wechselwirkungsdauer des Laserlichtes mit dem oberen Zustand möglichst weitgehend zu reduzieren.

4.2. Zeitliches Verhalten des Plasmalichtes

Durch die Beobachtung der Fluoreszenzsignale senkrecht zur Richtung des Laserstrahls kann ein kleines Volumenelement des Plasmas untersucht werden, dessen Größe im wesentlichen durch den Querschnitt des Laserstrahls vorgegeben wird. Neben dieser hohen Ortsauflösung wird durch das in diesem Kapitel vorgestellte Meßverfahren eine zusätzliche Zeitauflösung geschaffen. Zeitauflösung bedeutet in diesem Fall die Möglichkeit, das Plasma zu einer bestimmten Zeit zu untersuchen, in der eine hohe Konstanz der Meßbedingungen für die Fluoreszenzmessungen vorherrscht.

Da die gemessenen Fluoreszenzintensitäten das Ergebnis einer Vielzahl einzelner Laserschüsse (5000-7000) sind, ist für eine hohe Genauigkeit der Fluoreszenzsignale eine hohe Reproduzierbarkeit der Entladungsbedingungen erforderlich. Vor den eigentlichen Fluoreszenzmessungen (s.Kap.5.) wurde aus diesem Grunde das zeitliche Verhalten des Plasmalichtes untersucht, da eventuelle Schwankungen die gemessenen Fluoreszenzintensitäten beeinflussen können.

Zur Untersuchung des zeitlichen Verhaltens wurde die Plasmaballung auf einen Lichtleiter abgebildet, der das Plasmalicht einem Multiplier zuleitet, an dessen Ausgang sich ein Oszillograph befindet. Ein Oszillogramm des Plasmagesamtlichtes ist in Abb.4.6 dargestellt. Das Plasmalicht ist zeitlich nicht konstant, sondern schwankt maximal 15 % um den Mittelwert. Der Frequenzabstand der Lichtmaxima variiert in einem Bereich von einigen kHz. Für die geforderte Genauigkeit der Fluoreszenzmessungen ist es erforderlich, diese Schwankungen zu umgehen. Deshalb wurde der Laserlichtpuls und damit das Fluoreszenzsignal an die Maxima der Lichtschwankungen angekoppelt.

Dazu werden die Multipliersignale verstärkt und einem

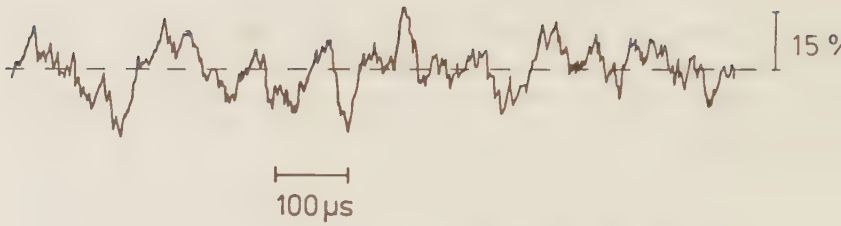


Abb.4.6:
Zeitliches Verhalten des Plasmagesamtlichtes (15% beziehen sich auf den Mittelwert)

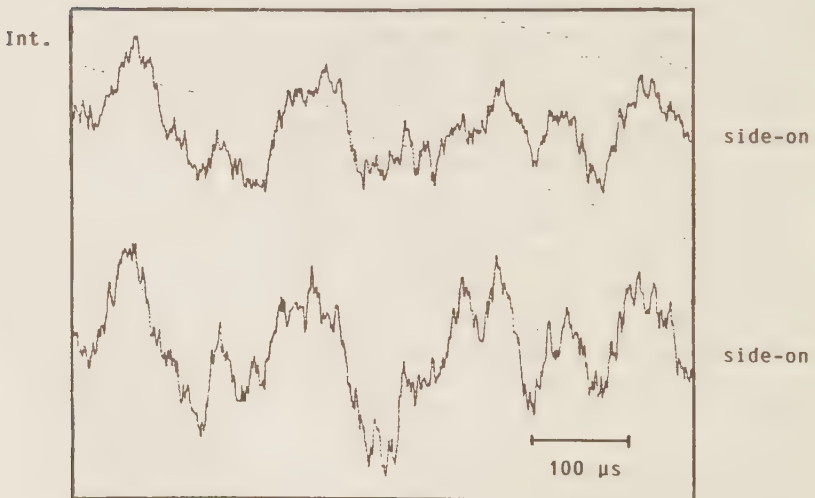


Abb.4.7:
Zeitliche Koinzidenz der Lichtschwankungen auf den beiden gegenüberliegenden Seiten (side-on)

Diskriminator zugeleitet, der Normpulse liefert, die mit den Maxima der Lichtschwankungen koinzidieren. Diese Normpulse gelangen in ein Steuergerät, welches im 10 Hz-Takt Triggerpulse abgibt, die den Excimer-Laser mit ihrer ansteigenden Flanke ansteuern. Jeder Triggerpuls stimmt dabei zeitlich mit einem Maximum des Lichtes überein. In Abb.4.8 ist dieser Aufbau schematisch dargestellt. Zur externen Triggerung des Excimer-Lasers wird das Plasmalicht side-on - wie auch das Fluoreszenzlicht - abgenommen, jedoch auf der gegenüberliegenden Seite. Diese Anordnung der Apparatur verursacht keine zusätzlichen Schwierigkeiten hinsichtlich der Zuordnung der Lichtschwankungen der beiden unterschiedlichen Beobachtungsseiten, da die Lichtmaxima der beiden Seiten zeitlich übereinstimmen. Diese Tatsache wurde überprüft, indem die Lichtschwankungen auf beiden Seiten des Entladungsrohres mit zwei Multipliern gleichzeitig beobachtet wurden (Abb.4.7). Die beiden Multiplier unterschieden sich etwas in ihrer Verstärkung, so daß in Abb.4.7 die Lichtmaxima nicht die gleiche Größe haben. Auch decken sich end-on im Plasmoid beobachtete Schwankungen zeitlich mit Lichtschwankungen, die side-on gleichzeitig beobachtet wurden (Abb.4.9). Die Elektronik zur Ankopplung des Laserlichtes an die Lichtmaxima wurde selbst gebaut.

Um zu überprüfen, ob sich die Plasmaparameter in den Lichtmaxima von den Parametern, die sich zeitlich gemittelt ergeben, unterscheiden, wurde weiterhin auch der Profilwert der Emissionslinie D_6 in den Lichtmaxima bestimmt. Dazu darf nicht - wie sonst üblich - das zeitlich gemittelte Plasmalicht detektiert werden, sondern es darf nur Plasmalicht zum Emissionsprofil beitragen, das während der Lichtmaxima emittiert wird. Um dies zu realisieren wurde eine Photonen-zähleinheit benutzt, die durch einen Triggerpuls, der zeitlich mit einem Maximum des Lichtes übereinstimmt, angesteuert wird. Durch diesen Triggerpuls wird ein Zeitfenster von 14 μ s Breite geöffnet, in der das Plasmalicht detektiert

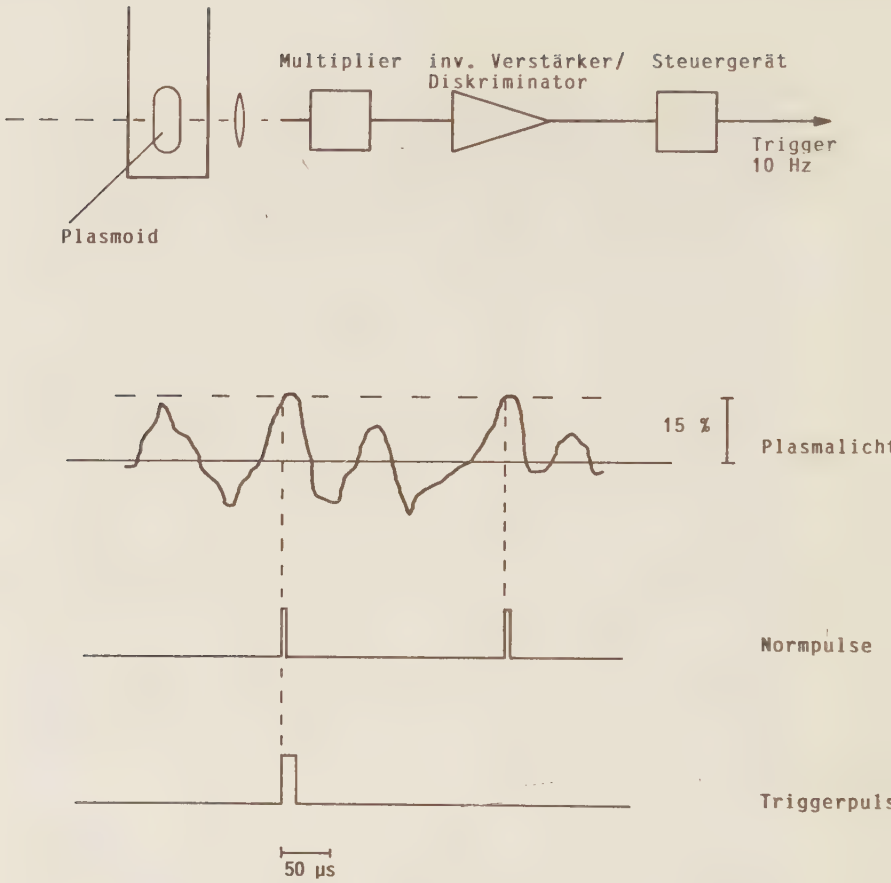


Abb.4.8:

Aufbau und Pulsablaufdiagramm zur Ankopplung des Laserlichtes an die Lichtmaxima

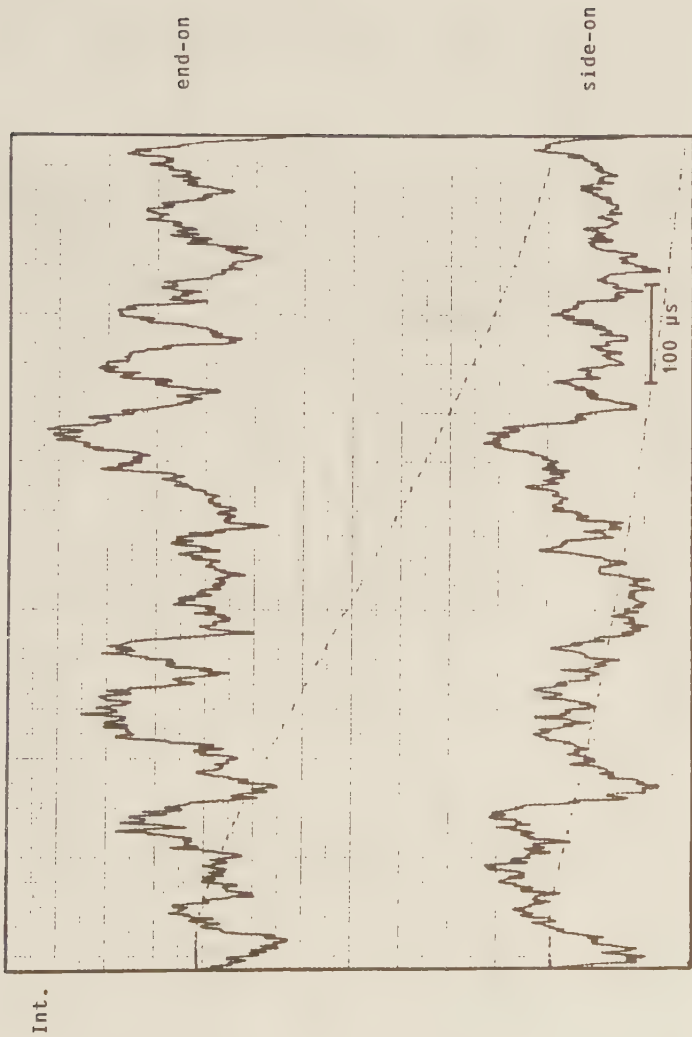


Abb.4.9:
Zeitliche Übereinstimmung der Lichtschwankungen bei senkrechter (end-on) und seitlicher (side-on) Beobachtung

wird. Das Plasmalicht ändert sich in seiner Intensität während der kurzen Beobachtungszeit von 14 μ s praktisch nicht. Das Emissionsprofil in den Lichtmaxima ließ sich mit diesem Verfahren genau bestimmen und zeigt gegenüber dem zeitlich gemittelten Emissionsprofil keine signifikanten Unterschiede.

Durch die Ankopplung des Laserlichtes an die Lichtmaxima wird zum einen eine hohe Konstanz der Entladungsbedingungen (Elektronendichte und -temperatur) während der Fluoreszenzmessungen sichergestellt und zum anderen die Zählstatistik dahingehend verbessert, daß 15 % mehr Licht detektiert wird als im zeitlich gemittelten Fall.

5. ERGEBNISSE DER MESSUNGEN

Die Ergebnisse der zeitintegrierten Fluoreszenzmessungen, die bei Variation des Einstrahlungsortes des Laserlichtes in das starkverbreiterte Profil der Balmerlinie D_6 durchgeführt wurden, werden in diesem Kapitel vorgestellt. Weiterhin wird der mögliche Einfluß von Fluktuationen der experimentellen Parameter auf das Sättigungsverhalten ausführlich diskutiert. Schließlich erfolgt ein Vergleich der Messungen mit theoretischen Vorhersagen.

5.1. Auswertung der Fluoreszenzmessungen

In diesem Kapitel wird die Methode zur Auswertung der zeitintegrierten Fluoreszenzintensitäten bezogen auf die Messungen in der Linienmitte, d.h. bei dem Wellenlängenabstand $\Delta\lambda = 0$ pm des Laserlichtes von der Mittenwellenlänge der D_6 -Linie, beschrieben. Die Theorie setzt für die Linienmitte kaum Effekte voraus, da die Besetzungsdichte des oberen Zustandes für hohe Laserfeldstärken - im Gegensatz zum Linienflügel - bereits gesättigt ist. Fluoreszenzmessungen in der Linienmitte - als Funktion der Laserleistung P_L - sind für die Messungen im Linienflügel von großer Bedeutung, da sie zum einen den Verlauf der Sättigungskurve bestimmen und zum anderen als Bezugskurve für die Flügelmessungen dienen.

So wurden zunächst Fluoreszenzintensitäten zeitintegriert bei verschiedenen Laserleistungen bei $\Delta\lambda = 0$ pm gemessen, d.h. eine Sättigungskurve für die Linienmitte aufgenommen. Nach der Theorie war zu erwarten, daß die Fluoreszenzintensitäten bei größer werdender Laserleistung schließlich einen konstanten Sättigungswert erreichen. Dieses Verhalten wurde allerdings nicht beobachtet, sondern der Wert der Fluoreszenzintensitäten stieg bei wachsender Laserleistung

stetig an.

Eine einfache Erklärungsmöglichkeit für diesen Anstieg ergibt sich aus folgender Überlegung: Das Laserlicht durchstrahlt das Entladungsgefäß in axialer Richtung, wobei an den Fenstern des Gefäßes unvermeidbare Reflexionen auftreten. Dadurch wird ein Teil des Laserlichtes am Endfenster zurück ins Plasma reflektiert und erzeugt dort erneut Fluoreszenzlicht, was bei der Beobachtung mit registriert wird. Der Anteil der Fluoreszenz, der von dieser Reflexion herrührt, an der gesamten gemessenen Fluoreszenz ist bei kleinen Laserleistungen nur gering, führt aber bei großen Laserleistungen zu dem beobachteten Anstieg.

Zur Überprüfung dieses Effektes wurde am Austrittsfenster des Entladungsgefäßes von außen ein kleines Quarzplättchen mit Hilfe eines optischen Kittes angebracht. Dieses Quarzplättchen war auf einer Seite mit einer Antireflexschicht versehen, so daß beim Austritt des Laserstrahls aus dem Entladungsgefäß keine Reflexionen mehr auftreten konnten bzw. vermindert waren. In einem Bereich der Laserleistung, in dem ein ausgeprägter Anstieg der Fluoreszenzintensität zu beobachten war, wurden nun Testmessungen mit diesem Quarzplättchen durchgeführt. Das Ergebnis dieser Testmessungen lieferte einen weitaus geringeren Anstieg als ohne Quarzplättchen, wodurch der Anstieg aufgrund der Reflexionen am Austrittsfenster bestätigt wurde. Für die weiteren Messungen eignete sich dieses Meßverfahren mit dem Quarzplättchen jedoch nicht, da die Reflexion durch Blasenbildung des optischen Kittes nicht ganz unterdrückt werden kann. Weiterhin kann aufgrund der Strahlablenkung des Laserlichtes durch das Quarzplättchen und der Absorption eines Teils der Laserintensität durch den optischen Kitt die Laserleistung nicht genau bestimmt werden. Durch die Testmessungen wurde ebenfalls belegt, daß für den Anstieg nur die Reflexion an der Außenseite des Austrittsfensters von Bedeutung ist. Das

reflektierte Laserlicht von der Innenseite des Austrittsfensters wird in den Laserstrahl zurück reflektiert und pumpt kein neues Plasmavolumen, sondern erhöht lediglich geringfügig die Intensität am Beobachtungsort. Nur das reflektierte Licht von der Außenseite zeigt gegenüber der Richtung des Laserstrahls einen nicht vermeidbaren Versatz und ist somit für den Anstieg der Fluoreszenzintensität verantwortlich, da ein zusätzliches Teilvolumen des Plasmas gepumpt wird.

Der Beitrag des reflektierten Laserlichtes kann relativ leicht berücksichtigt werden, indem zu der eigentlichen theoretischen Sättigungskurve nach Beziehung (2.10) eine zweite hinzuaddiert wird, die beinhaltet, daß ein Teil des Laserlichtes - bei Quarz 3.5 % - reflektiert wird und ein zusätzliches Teilvolumen des Plasmas pumpt. Diese modifizierte theoretische Sättigungskurve für den Fall der momentanen Umverteilung ($T_1 \rightarrow 0$) hat folgende Form:

$$F_L \sim \left\{ (1 - \exp(-c(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L)) + (1 - \exp(-c(L(\Delta\lambda)/L(0)) \cdot 0.035 \cdot P_L)) \right\} \quad (5.1)$$

F_L : relative Fluoreszenzintensität

$c = 0.643/\text{KW}$ bei $t_L = 2 \text{ ns}$

$L(\Delta\lambda)$: Intensität der Emissionslinie D_6 im Abstand $\Delta\lambda$ von der Linienmitte

$L(0)$: Intensität in der Linienmitte

Diese Funktion wurde nun an die Meßwerte der zeitintegrierten Fluoreszenzintensitäten F_L angepaßt. Die Meßwerte sind Verhältnisse der detektierten Fluoreszenzstrahlung (nach Abzug des jeweils gleichzeitig gemessenen Strahlungsuntergrundes) bezogen auf den Strahlungsuntergrund. Diese Auswertemethode schließt Fehler aus, die aufgrund von Lang-

zeitdriften der Diskriminatorschwellen entstehen könnten.

Die Messungen im Linienflügel wurden folgendermaßen durchgeführt und ausgewertet. Bei jeder Messung im Linienflügel wurden als Bezugswerte jeweils auch Meßpunkte in der Linienmitte aufgenommen. Aus diesen Meßwerten wurde dann ein Korrekturfaktor ermittelt, der die Meßwerte für $\Delta\lambda = 0$ pm an die ursprüngliche Form der Bezugssättigungskurve für $\Delta\lambda = 0$ pm anpaßte. Bei der Bestimmung des Korrekturfaktors wurde bewußt der Übergangsbereich zur Sättigung ausgespart und nur Meßwerte im quasilinearen Bereich und im Sättigungsbereich betrachtet. Der aus diesen Meßwerten bestimmte Korrekturfaktor wurde dann auch auf die Meßwerte im Übergangsbereich zur Sättigung angewendet. Mit diesem Korrekturfaktor, der stets nahe bei eins lag (Schwankungsbreite: 20%), wurden die Fluoreszenzintensitäten, gemessen im Linienflügel, multipliziert. Durch dieses Verfahren wird gewährleistet, daß für die Flügelmessungen immer die gleiche Bezugskurve der Linienmitte gilt, und so Messungen, die in unterschiedlichen Meßzyklen aufgenommen wurden, untereinander vergleichbar werden. So werden mögliche Unterschiede in der geometrischen Abbildung des Plasmoids auf den Eingangsspalt des Spektrographen, unterschiedliche Justage oder veränderte Intensitätsverteilung des Laserstrahls von Meßreihe zu Meßreihe ausgeglichen.

In Abb.5.1 sind die zeitintegrierten Fluoreszenzintensitäten $F_L = \int F_L(t)dt$ für $\Delta\lambda = 0$ pm - detektiert auf den Übergängen D_4 und D_5 - als Funktion der Laserleistung P_L (Laserpulsdauer: 2 ns) im Bereich von $P_L = 20$ -100 kW dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist die theoretische Kurve, die aus Bez.(5.1) folgt. Die theoretische Kurve läßt sich bis hin zu hohen Laserleistungen sehr gut an die Meßwerte anpassen. Der Bereich bis 20 kW ist der Übersichtlichkeit halber in Abb.5.2 dargestellt. Im Bereich 2.5-5 kW allerdings ergeben sich geringfügige Abweichungen; die

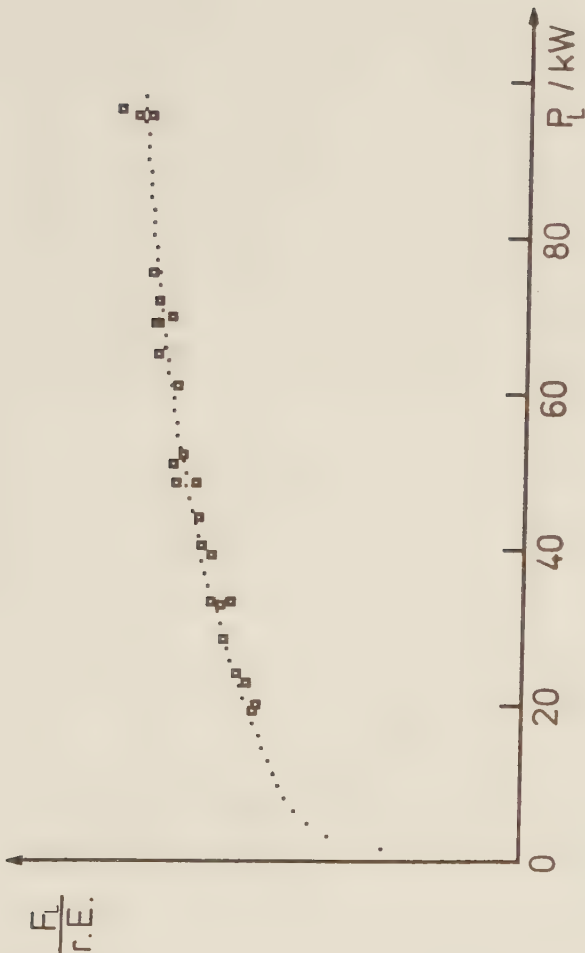


Abb.5.1:
Zeitintegrierte Fluoreszenzintensitäten F_L für die Linienmitte ($\Delta\lambda = 0$ pm) als Funktion der Laserleistung P_L im Vergleich zur Sättigungskurve nach Bez.(5.1)

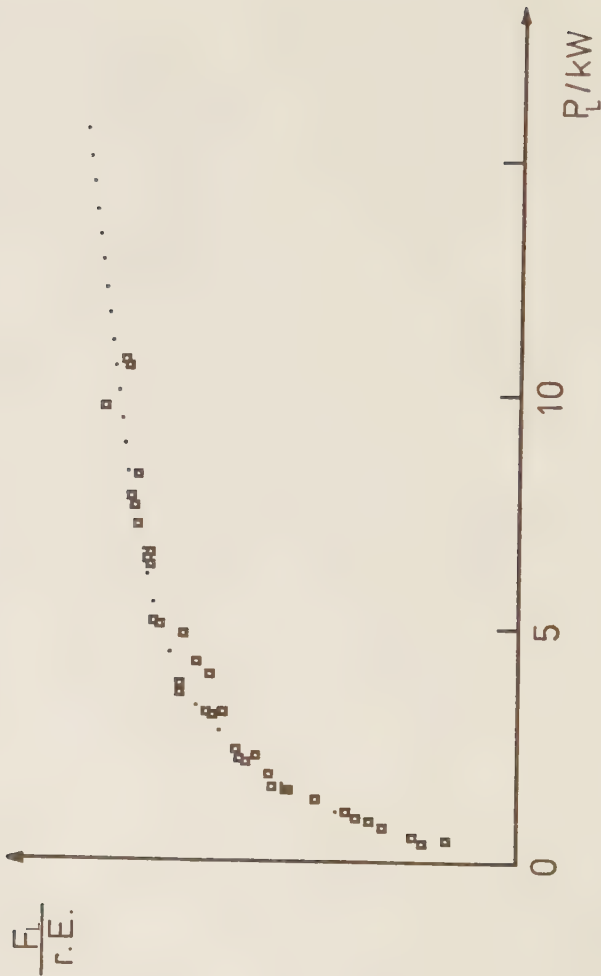


Abb.5.2:

Zeitintegrierte Fluoreszenzintensitäten F_L für die Linienmitte ($\Delta\lambda = 0 \text{ pm}$) als Funktion der Laserleistung P_L im Vergleich zur Sättigungskurve nach Bez.(5.1)

experimentellen Werte liegen etwas unterhalb der Theoriekurve. Um nun die Meßergebnisse direkt mit Rechnungen vergleichen zu können, wurde der Anteil der Fluoreszenz, der auf die teilweise Reflexion des Laserlichtes zurückzuführen ist (repräsentiert durch den zweiten Term in Bez.(5.1)), von den experimentellen Daten abgezogen. Dieses Verfahren wurde gleichermaßen für jeden einzelnen Meßwert sowohl für die Messungen bei $\Delta\lambda = 0$ pm als auch für die Messungen im Linienflügel durchgeführt. Wie aus Abb.5.3 ersichtlich, ändert diese Methode im interessierenden Übergangsbereich zur Sättigung nichts an der Lage der experimentellen Werte relativ zur Theoriekurve (ohne Berücksichtigung der teilweisen Reflexion des Laserlichtes). Alle in Kapitel 5.2 dargestellten Messungen werden mit diesem Verfahren korrigiert und erlauben somit einen direkten Vergleich mit Rechnungen.

Die Gegenüberstellung der experimentellen Kurve (Abb.5.3) mit der theoretischen Sättigungskurve für den Fall der momentanen Umverteilung ($T_1 \rightarrow 0$) nach Beziehung (2.10) zeigt, daß im quasilinearen Bereich der Sättigung die Meßpunkte immer noch gut durch die theoretische Kurve (gepunktete Linie) beschrieben werden. Im Übergangsbereich zur Sättigung liegen die experimentellen Werte wieder tendenziell unterhalb der Theoriekurve, um bei höheren Leistungen schließlich den Sättigungswert zu erreichen. Eingezeichnet sind zusätzlich Messungen bei $\Delta\lambda = 20$ pm, die im quasilinearen Bereich ebenfalls mit der theoretischen Kurve übereinstimmen und auch den gleichen Sättigungswert erreichen, jedoch in ihrer Tendenz - ähnlich wie auch bei den Messungen von Ref./5/ - etwas unterhalb der Theoriekurve liegen. Die Fehlerbalken repräsentieren den statistischen Fehler der Zählraten der detektierten Fluoreszenzphotonen und des Plasmauntergrundes. Typischerweise beträgt die Zählrate der Fluoreszenzintensität beim Sättigungswert eins etwa 1000 counts.



Abb.5.3:
Vergleich der zeitintegrierten Fluoreszenzintensitäten F_L ($\square \Delta\lambda = 0$ pm, $\blacksquare \Delta\lambda = 20$ pm) nach Abzug des Anteils, der durch die teilweise Reflexion des Laserlichtes erzeugt wird, mit der theoretischen Sättigungskurve (.....) nach Gl.(2.10)

Für die Bestimmung des Profilwertes $L(\Delta\lambda)/L(0)$ wurden die spektralen Intensitäten der Emissionslinie D_6 (s.Kap.4.2.) nach Berücksichtigung des Einflusses von Apparateverbreiterung und Dopplereffekt benutzt. Dazu wurde das gemessene Emissionsprofil der Linie D_6 mit dem Apparate- und Dopplerprofil gefaltet und aus dem Vergleich des ursprünglichen Profils mit dem gefalteten Profil die zusätzlichen Beiträge von Apparate- und Dopplerprofil zum Profil der D_6 -Linie abgeschätzt. Anschließend wurden diese Beiträge vom gemessenen Emissionsprofil subtrahiert. Der Beitrag des Dopplereffektes zum D_6 -Profil ist klein und beschränkt sich auf etwa 5 % im Linienflügel, der des Apparateprofils ergibt sich zu 8 % bei $\Delta\lambda = 40$ und 100 pm.

5.2. Meßergebnisse

Die Messungen der zeitintegrierten Fluoreszenzintensitäten bei Einstrahlung des Laserlichtes im Linienflügel des starkverbreiterten Linienprofils der Linie D_6 werden in diesem Abschnitt den Messungen, die bei Einstrahlung in die Linienmitte durchgeführt worden sind, gegenübergestellt und mit den theoretischen Rechnungen für den Fall momentaner Umverteilung ($T_1 \rightarrow 0$) verglichen.

In den Abb.5.4-5.6 sind die zeitintegrierten Fluoreszenzintensitäten als Funktion des Produktes aus mittenbezogenem Profilwert $L(\Delta\lambda)/L(0)$ und Laserleistung P_L dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist wiederum das theoretische Sättigungsverhalten für $T_1 \rightarrow 0$ nach Beziehung (2.10).

In Abb.5.4 sind die experimentellen Daten dargestellt, die für $\Delta\lambda = 0$ pm bei Variation der Laserleistung bis 10 kW gemessen wurden (Laserpulsdauer: 2 ns). Die Messungen der Fluoreszenzintensitäten wurden auf den unterschiedlichen Übergängen D_4 und D_5 durchgeführt und sind entsprechend gekennzeichnet. Im Bereich bis zu 2 kW, d.h. im quasilinearen Bereich der Sättigung, stimmen die theoretische Kurve und die experimentellen Werte überein. Im Übergangsbereich zur Sättigung jedoch liegen die Meßwerte tendenziell unterhalb der Theoriekurve. Schließlich werden bei höheren Leistungen die experimentellen Werte wiederum durch die Theorie gut beschrieben. Zwischen dem Verlauf der Meßwerte, die auf der Linie D_4 gemessen wurden, und denen, die auf D_5 aufgenommen wurden, ergibt sich im Rahmen des statistischen Meßfehlers kein Unterschied.

Ein deutlich verändertes Sättigungsverhalten gegenüber dem theoretischen Sättigungsverhalten im Falle momentaner Umverteilung zeigt sich dagegen im Linienflügel bei $\Delta\lambda = 35-40$ pm (Abb.5.5). Um in diesem Wellenlängenbereich

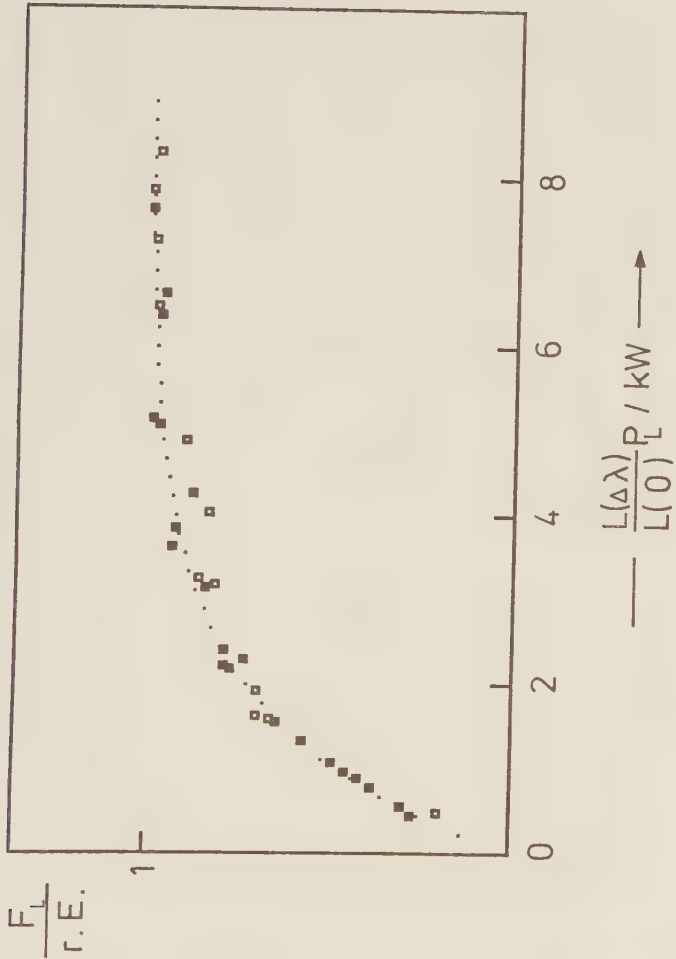


Abb.5.4:
Zeitintegrierte Fluoreszenzintensitäten F_λ , gemessen auf D4 ($\square$) und D5 ($\blacksquare$) bei $\Delta\lambda = 0$ pm (Linienmitte), als Funktion von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$. Ebenfalls eingezeichnet ist die theoretische Kurve (.....) für $T_1 \rightarrow 0$ (Laserpulsdauer: 2 ns)

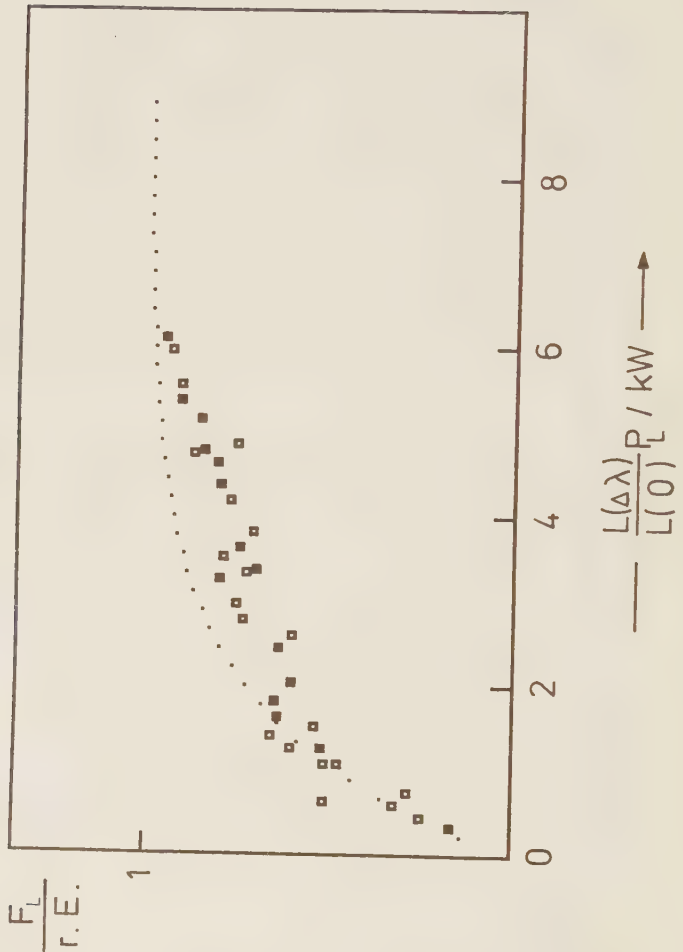


Abb.5.5:
Zeitintegrierte Fluoreszenzintensitäten F_L , gemessen auf D4(□) und D5(■) bei $\Delta\lambda = 35-40$ pm (Linienflügel), als Funktion von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$ im Vergleich zur theoretischen Sättigungskurve (.....) für $T_L \rightarrow 0$ (Laserpulsdauer: 2 ns)

Überhaupt das Sättigungsverhalten - insbesondere den Übergang zur Sättigung - untersuchen zu können, werden aufgrund des kleinen Profilfaktors ($L(40\text{pm})/L(0)=0.052$) sehr hohe Laserleistungen benötigt. So ist der Übergang zur Sättigung erst bei Laserleistungen von 50-100 kW (Laserpulsdauer: 2 ns) zu beobachten. Im quasilinearen Bereich der Sättigung stimmen - wie auch in der Linienmitte - die experimentellen Daten gut mit der Theoriekurve für $T_1 \rightarrow 0$ überein, jedoch ergeben sich im Übergangsbereich wesentlich stärkere Abweichungen als in der Linienmitte. So liegen die experimentellen Werte hier durchschnittlich 15 % unterhalb der Kurve. Diese experimentelle Tatsache, daß das Sättigungsverhalten in der Linienmitte nur wenig, im Linienflügel ($\Delta\lambda = 35-40 \text{ pm}$) dagegen wesentlich stärker vom Sättigungsverhalten im Falle momentaner Umverteilung abweicht, stimmt mit theoretischen Vorhersagen auf der Basis einer endlichen Umverteilungsrate überein. Die Messungen der Fluoreszenzen auf den beiden Linien D_4 und D_5 zeigen keine systematischen Unterschiede, sondern liefern unabhängig das gleiche experimentelle Ergebnis, was für die im nächsten Kapitel diskutierten Effekte von Bedeutung sein wird.

Das experimentelle Sättigungsverhalten im fernen Linienflügel bei $\Delta\lambda = 80, 100 \text{ pm}$ ähnelt dem Sättigungsverhalten bei $\Delta\lambda = 35-40 \text{ pm}$. So zeigt sich auch hier eine deutliche Reduzierung der Fluoreszenzintensität im Übergangsbereich zur Sättigung. Die Meßwerte der Fluoreszenzintensitäten, die auf der Linie D_5 gemessen wurden, stimmen wiederum im quasilinearen Bereich der Sättigung mit der Theoriekurve für $T_1 \rightarrow 0$ überein. Zur Untersuchung der Laserlichtabsorption im fernen Linienflügel ($L(100\text{pm})/L(0)=0.0056$) waren extrem hohe Laserleistungen erforderlich, so daß ohne die Pulsverkürzungseinheit (Pockels-Zelle) gearbeitet wurde, da der Einsatz der Pockels-Zelle mit Intensitätsverlusten des Laserlichtes verbunden war. Die Laserpulsdauer betrug somit bei diesen Messungen 6 ns, allerdings konnten Laserleistungen bis zu

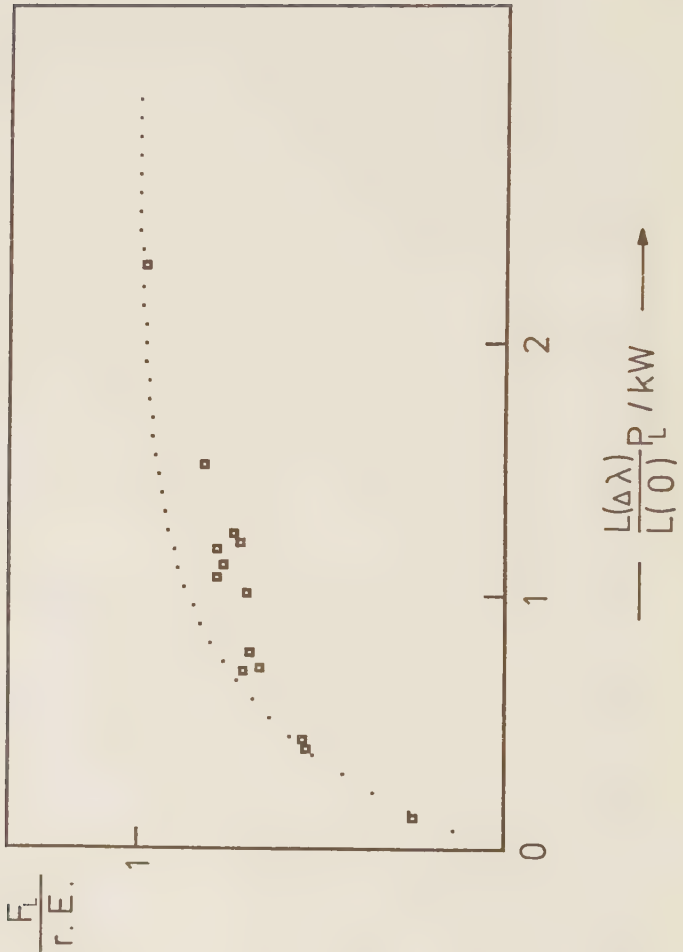


Abb.5.6:
Zeitintegrierte Fluoreszenzintensitäten F_L als Funktion von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$, die bei Einstrahlung des Laserlichtes in den fernen Linienflügel bei $\Delta\lambda = 80, 100 \text{ pm}$ gemessen wurden. Ebenfalls eingezeichnet ist das theoretische Sättigungsverhalten (.....) für den Fall der momentanen Umverteilung ($T_1 \rightarrow 0$) (Laserpulsdauer: 6 ns)

200 kW erreicht werden. Die theoretische Sättigungskurve für $T_1 \rightarrow 0$ verläuft aufgrund der längeren Pulsdauer flacher als in den Abb. 5.4 und 5.5. Da die D_6 -Linie auf der roten Seite bei etwa 100 pm von Restintensitäten der H_6 -Linie - die in ihrer Intensität etwa 60-mal schwächer als die D_6 -Linie ist - überlagert wird, wurden die Messungen bei $\Delta\lambda = 100$ pm nur auf der blauen Seite durchgeführt. Die Messungen bei 35-40 pm, die auf beiden Seiten durchgeführt wurden, zeigen untereinander keine systematischen Abweichungen.

Die Meßergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- * Im quasilinearen Bereich der Sättigung werden die experimentellen Werte unabhängig vom Einstrahlungsort des Laserlichtes im Profil der Linie D_6 gleichermaßen gut durch die theoretische Sättigungskurve für $T_1 \rightarrow 0$ beschrieben. Dies bedeutet, daß in diesem Bereich Emissions- gleich Absorptionsprofil gilt.
- ** Im Übergangsbereich zur Sättigung liegen die Meßwerte unterhalb der Theoriekurve. Dieser Effekt ist im Linienflügel wesentlich stärker ausgeprägt als in der Linienmitte.

In den vorausgegangenen Untersuchungen von Ref./6/ wurden die Fluoreszenzintensitäten auf der Linie D_5 bei Einstrahlung von Laserlicht in das starkverbreiterte D_6 -Profil bei verschiedenen Wellenlängendifferenzen gemessen. Dort wurde ebenfalls eine Reduzierung der Absorption im Linienflügel beobachtet. Die experimentellen Befunde von Ref./6/ lassen sich folgendermaßen mit den Ergebnissen dieses Experimentes vergleichen:

1. Im Gegensatz zu /6/ konnte das Sättigungsverhalten in der Linienmitte über einen weiten Bereich bis hin zu sehr hohen Laserleistungen von 100 kW beobachtet werden, wodurch eine sehr genaue Anpassung der theoretischen Sättigungskurve an die Meßwerte gelang und auch kleine Effekte im Übergangsbereich zur Sättigung sichtbar wurden.

2. Unabhängig vom Einstrahlungsort $\Delta\lambda$ wurde im quasilinearen Fall der Sättigung ebenfalls - wie bei Ref./6/ - eine gute Übereinstimmung der Messungen mit dem theoretischen Sättigungsverhalten für $T_1 \rightarrow 0$ beobachtet.

3. Bei Messungen im Linienflügel bei $\Delta\lambda \approx 20-30$ pm beobachtete Ref./6/ eine Erniedrigung der Absorption gegenüber den Messungen in der Linienmitte, jedoch konnte der Übergangsbereich zur Sättigung nicht vollständig ausgemessen werden, da nur maximale Laserleistungen von 8 kW zur Verfügung standen. So führten Messungen bei $\Delta\lambda = 40$ pm nicht wesentlich über den quasilinearen Bereich hinaus. Im Vergleich dazu konnte der Übergangsbereich zur Sättigung in diesem Experiment bei $\Delta\lambda = 40$ pm und sogar im fernen Linienflügel bei $\Delta\lambda = 80, 100$ pm erstmals genau ausgemessen werden, wobei eine ausgeprägte Reduzierung der Fluoreszenzintensitäten - und damit der Laserabsorption - zu beobachten ist.

4. Weiterhin wurde in diesem Experiment die Fluoreszenz nicht nur auf der Linie D_5 gemessen, sondern auch auf der

Linie D_4 , die unabhängig das gleiche experimentelle Ergebnis liefert.

5. Neben der genauen Ausmessung des Emissionsprofils der Linie D_6 wurde zur Bestimmung des Profilfaktors $L(\Delta\lambda)/L(0)$ auch die Apparate- und Dopplerverbreiterung berücksichtigt.

6. Ausgelöst von den Beobachtungen des zeitlichen Verhaltens des Plasmalichtes wurde in diesem Experiment durch die Ankopplung des Laserlichtes an die Maxima der Lichtschwankungen eine Verbesserung der Meßbedingungen während der Fluoreszenzmessungen erreicht.

Insgesamt gesehen, wird die von Ref./6/ beobachtete Reduzierung der Laserlichtabsorption im Linienflügel durch die Meßergebnisse dieses Experimentes untermauert, jedoch wurden wesentliche Fortschritte erzielt. Neben der Verbesserung der Meßmethode konnten auch kleine Meßeffekte in der Linienmitte nachgewiesen werden. Weiterhin gelang im Linienflügel ($\Delta\lambda = 40$ und 100 pm) die vollständige Ausmessung des Übergangsbereichs zur Sättigung, in dem sich ein deutlich ausgeprägter Meßeffekt ergibt.

5.3. Diskussion des beobachteten Sättigungsverhaltens

Um die im letzten Kapitel vorgestellten Meßergebnisse durch die endliche Lebensdauer des Mikrofeldes erklären zu können, muß geprüft werden, inwieweit das Sättigungsverhalten, d.h. die Form der Sättigungskurve, durch Fluktuationen der experimentellen Parameter während einer Messung beeinflusst werden kann bzw. die Fluktuationen einen Meßeffect hervorrufen, der ebenfalls zu einer Reduzierung der Fluoreszenz gegenüber der Sättigungskurve für $T_1 \rightarrow 0$ führt.

Die Form der Sättigungskurve für $T_1 \rightarrow 0$

$$F_L \sim (1 - \exp(-c(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L))$$

wird formal durch die Laserleistung P_L und den Profilwert $L(\Delta\lambda)/L(0)$ bestimmt und setzt die Konstanz von Laserleistung bzw. Laserstrahlprofil und Elektronendichte voraus. Zeitliche Änderungen dieser Größen während einer Messung, d.h. von Laserschuß zu Laserschuß, können die ursprüngliche Form der Kurve verändern und werden deshalb im folgenden diskutiert.

5.3.1. Laserleistung

Während einer Fluoreszenzmessung, zu der eine Vielzahl von einzelnen Laserschüssen (5000-7000) beitragen, kann nur die gemittelte Laserleistung P_L radiometrisch registriert werden. Um den Einfluß von Schwankungen der Laserleistung untersuchen zu können, wurden einzelne Laserschüsse mit einer schnellen Photodiode und einem Transient Digitizer aufgenommen. Daraus ergab sich, daß die Laserleistung maximal $\pm 15\%$ um einen Mittelwert von Schuß zu Schuß schwanken

kann. Formal äußern sich diese Schwankungen dadurch, daß die gemessene Sättigungskurve sich aus Kurven mit unterschiedlichen Exponenten zusammensetzt. Im Modellfall, daß die Laserleistung bei jedem Schuß um ΔP_L schwankt, hat die resultierende Sättigungskurve folgende Gestalt:

$$F_L \sim \{0.5 \cdot (1 - \exp(-c(L(\Delta\lambda)/L(0)) \cdot (P_L - \Delta P_L))) + 0.5 \cdot (1 - \exp(-c(L(\Delta\lambda)/L(0)) \cdot (P_L + \Delta P_L)))\} \quad (5.2)$$

Dies hat zur Folge, daß im Vergleich zur ursprünglichen Sättigungskurve bei P_L ein zu kleiner Wert der Fluoreszenzintensität gemessen wird. Für die quantitative Erfassung dieses Effektes wurde für die Verteilung der Laserleistung während einer Messung ein Gaußprofil angenommen, dessen Halbwertsbreite einer 30%-igen Variation der Leistung entspricht. Die Erniedrigung der Fluoreszenz gegenüber der Sättigungskurve für $T_L \rightarrow 0$ ist in Tabelle 1 als Funktion von $((L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$ dargestellt.

5.3.2. Laserstrahlprofil

Die Form der Sättigungskurve kann weiterhin verändert werden, wenn die Laserintensität nicht homogen über den Laserstrahlquerschnitt verteilt ist. Bei einer homogen verteilten Laserintensität liefert jeder Ort im Strahlquerschnitt den gleichen Beitrag zur Sättigungskurve, wogegen bei inhomogener Intensitätsverteilung zu verschiedenen Orten im Strahlquerschnitt verschiedene Intensitäten gehören und so unterschiedliche Beiträge zur endgültigen Sättigungskurve liefern (analog zu Bez.5.2).

Wie in Kapitel 3.2.3. diskutiert, ist die Laserintensität

im Experiment relativ homogen über den Strahlquerschnitt verteilt. Um jedoch den möglichen Einfluß des Laserprofils abzuschätzen, wurde ein inhomogener Intensitätsverlauf des Laserprofils für die Rechnungen gewählt, der in Abb.5.7 dargestellt ist. Als Ergebnis folgt wiederum eine Reduzierung der Fluoreszenz, die ebenfalls in Tabelle 1 als Funktion von $((L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$ zusammengefaßt ist.

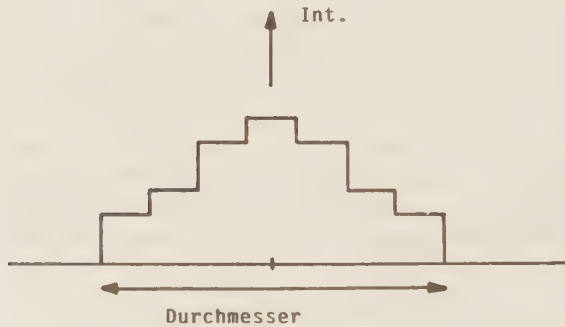


Abb.5.7:

Modellprofil der Intensitätsverteilung des Laserstrahls in einer Achse durch den Strahlquerschnitt; senkrecht zu dieser Achse wurde eine konstante Intensitätsverteilung angenommen.

Tabelle 1 :

Gerechnete Abweichung (Erniedrigung) der Fluoreszenzintensitäten von der theoretischen Sättigungskurve ($T_1 \rightarrow 0$) durch Schwankungen der Laserleistung (A) und durch Inhomogenitäten des Laserstrahlprofils (B)

$$t_L = 2 \text{ ns}$$

$((L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$ kW	A	B	A + B
1.0	0.9 %	0.9 %	1.8 %
2.0	1.4 %	1.2 %	2.6 %
3.0	1.4 %	1.2 %	2.6 %
4.0	1.2 %	1.1 %	2.3 %
5.0	1.0 %	0.9 %	1.9 %
6.0	0.8 %	0.7 %	1.5 %

Die Effekte durch Fluktuationen der Laserleistung und Inhomogenitäten des Strahlprofils sind klein und können die beobachtete Erniedrigung der Fluoreszenz im Übergangsbereich zur Sättigung gegenüber der theoretischen Sättigungskurve für $T_1 \rightarrow 0$ nicht erklären.

5.3.3. Elektronendichte

Die Elektronendichte beeinflusst das Sättigungsverhalten in zweierlei Hinsicht:

1. Die Besetzungsdichten und damit die Fluoreszenzintensitäten hängen neben den Einstein-Koeffizienten für spontane Emission von den Übergangsraten für superelastische und inelastische Elektronenstöße ab. Diese Elektronenstoßraten sind linear mit der Elektronendichte verknüpft. Die Gesamtbesetzungsdichte N_4 bzw. N_5 hängt somit von der Elektronendichte ab.

2. Im Linienflügel, d.h. im Gültigkeitsbereich der Einteilchennäherung, ist der Profilwert $L(\Delta\lambda)/L(0)$ nahezu proportional zur Elektronendichte.

Die Gesamtbesetzungsdichten N_4 und N_5 können für verschiedene Elektronendichten mit einem Ratengleichungssystem nach Ref./19/ ermittelt werden, in das die Plasmaparameter Elektronendichte und -temperatur eingehen. In diesem Ratengleichungssystem werden sowohl Strahlungsübergänge als auch Übergänge durch Elektronenstoßprozesse berücksichtigt. Die Lösung dieses Ratengleichungssystems liefert die zeitliche Entwicklung der Besetzungsdichten der Zustände $n=4$ bzw. $n=5$ und nach zeitlicher Integration die zeitlich gemittelten Gesamtbesetzungsdichten N_4 und N_5 . Wie aus Abb.5.8 ersichtlich, ändert sich die relative Gesamtbesetzungsdichte N_4 bei Variation der Elektronendichte n_e über einen weiten Bereich kaum, wogegen N_5 stark von der Elektronendichte abhängt.

Im Falle der Beobachtung der zeitintegrierten Fluoreszenzintensität auf den Linien D_4 und D_5 setzt sich die gemessene Sättigungskurve (analog zu Beziehung 5.2) wieder aus mehreren Anteilen zusammen: Unter der Voraussetzung, daß

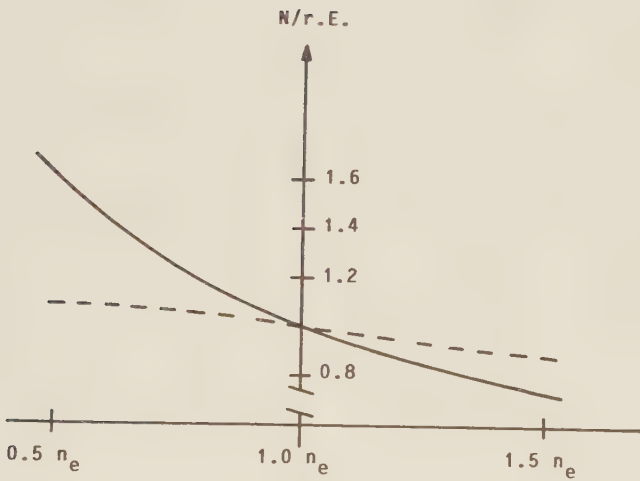


Abb.5.8:

Änderung der zeitlich gemittelten Gesamtbesetzungsdichte N_4 (---) bzw. N_5 (—) bei Variation der Elektronendichte n_e

die Elektronendichte n_e sich um Δn_e bei jedem Laserschuß ändert, würde bei Detektion der zeitintegrierten Fluoreszenz auf der Linie D_4 - bei Einstrahlung in den Linienflügel - die Sättigungskurve folgende Gestalt haben:

$$F_L \sim 0.5 (N_{4(n_e - \Delta n_e)} \cdot (1 - \exp(-c(L(\Delta\lambda)/L(0))(1 - \Delta n_e/n_e)P_L)) + N_{4(n_e + \Delta n_e)} \cdot (1 - \exp(-c(L(\Delta\lambda)/L(0))(1 + \Delta n_e/n_e)P_L))) \quad (5.3)$$

Bei Beobachtung auf der Linie D_5 gilt diese Beziehung analog. Um nun die beobachtete Reduzierung der Fluoreszenz im Linienflügel - gemessen auf D_4 - (s.Kap.5.2) quantitativ mit Fluktuationen der Elektronendichte erklären zu können, sind wenigstens Schwankungen von ± 50 % der Elektronendichte erforderlich. Diese Schwankungen würden aber auf der Linie D_5 einen fast doppelt so großen Meßeffekt im Linienflügel hervorrufen. Abb.5.9 zeigt den quantitativen Vergleich zwischen der Sättigungskurve für $T_1 \rightarrow 0$ ohne Einfluß von Fluktuationen der Elektronendichte und den nach der Beziehung (5.3) berechneten Kurven bei angenommenen Schwankungen von ± 50 %. Der Sättigungswert ist für alle Kurven auf eins normiert, die Laserpulsdauer beträgt 2 ns.

Zur Erklärung des beobachteten Meßeffektes im Linienflügel bei Detektion der Fluoreszenz auf der Linie D_4 werden wenigstens Schwankungen von ± 50 % der Elektronendichte benötigt. Solch große Schwankungen sind jedoch unwahrscheinlich, da bei der Untersuchung des zeitlichen Verhaltens des Plasmalichtes nur maximale Schwankungen von ± 15 % des Plasmagesamtlichtes beobachtet wurden. So würden Schwankungen von ± 50 % der Elektronendichte bei Messungen auf der Linie D_5 einen fast doppelt so großen Meßeffekt erzeugen, was im Widerspruch zu den im letzten Kapitel vorgestellten Meßergebnissen steht, da bei den Messungen auf D_4 und D_5 im

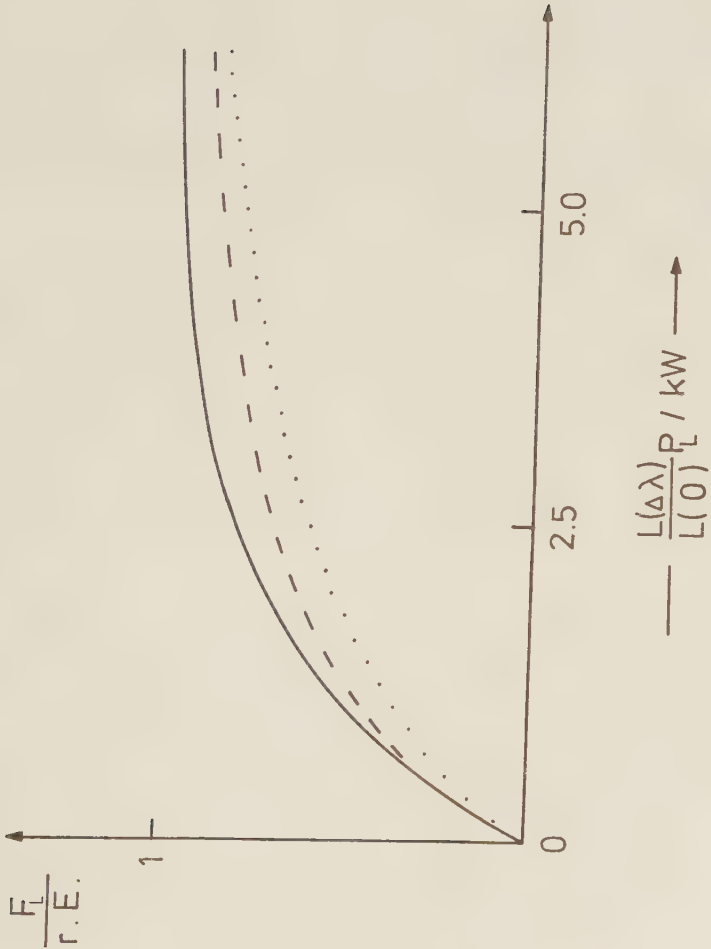


Abb.5.9:

Veränderung des Sättigungsverhaltens bei Schwankungen der Elektronendichte um $\pm 50\%$ nach Beziehung (5.3) bei Messung auf D_4 (----) bzw. D_5 (.....). Als Vergleich ist die theoretische Kurve (—) für $T_1 \rightarrow 0$ eingezeichnet.

Linienflügel untereinander keine systematischen Abweichungen zu beobachten waren. Weiterhin zeigen die Messungen auf D_5 im quasilinearen Bereich der Sättigung gute Übereinstimmung mit der Theoriekurve für $T_1 \rightarrow 0$, was bei Schwankungen der Elektronendichte ebenfalls nicht zu erwarten wäre.

Zusammengefaßt ergibt sich, daß die Reduzierung der Absorption nicht durch den Einfluß der experimentellen Parameter auf die Sättigungskurve für $T_1 \rightarrow 0$ erklärt werden kann.

5.4. Vergleich der Meßergebnisse mit theoretischen Ergebnissen

Durch den Vergleich der in Kapitel 5.2. vorgestellten Meßergebnisse mit Rechnungen lassen sich aufgrund des beobachteten Sättigungsverhaltens - unter Ausschluß aller anderen diskutierten Möglichkeiten - Rückschlüsse auf die Lebensdauer des Ionenmikrofeldes ziehen.

Die Ergebnisse der numerischen Rechnungen (s.Kap.2.2.3.), die die endliche Lebensdauer des Ionenmikrofeldes berücksichtigen, sind in den Abbildungen 5.10-5.12 den Messungen gegenübergestellt (gepunktete Kurve: $T_1 \rightarrow 0$, durchgezogene Kurve: endliches T_1). Eingetragen sind jeweils die theoretischen Sättigungsverläufe für die Linienmitte (Abb.5.10), für den Linienflügel bei $\Delta\lambda = 40$ pm (Abb.5.11) und für den entfernten Linienflügel bei $\Delta\lambda = 100$ pm (Abb.5.12). Die gerechneten Sättigungsverläufe für 35 bzw. 80 pm unterscheiden sich von den Sättigungsverläufen für 40 bzw. 100 pm praktisch nicht und sind aus diesem Grunde nicht gesondert eingezeichnet.

Unabhängig vom Einstrahlungsort des Laserlichtes im spektralen Profil der D_6 -Linie werden die experimentellen Werte gut durch die Rechnungen (durchgezogene Kurven) beschrieben. Die Erklärung des beobachteten Meßeffektes erfordert allerdings eine Erhöhung der Lebensdauer T_1 nach Chandrasekhar, v.Neumann /7/ um einen Faktor 7. Dieser Faktor gilt jedoch sowohl für die Rechnungen in der Linienmitte als auch im Linienflügel, so daß die Erhöhung der Lebensdauer um einen Faktor 7 die beobachtete Tendenz zur Erniedrigung der Fluoreszenz in der Linienmitte und den ausgeprägteren Effekt im Flügel gleichermaßen quantitativ erfaßt.

Durch die Variation des Faktors, mit dem die Lebensdauer

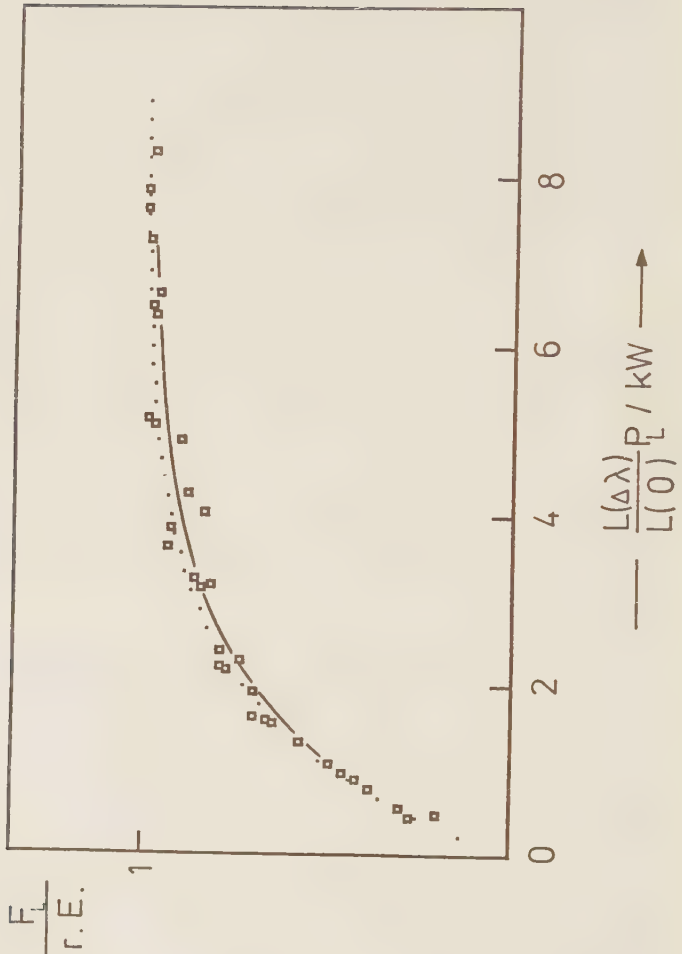


Abb.5.10:

Zeitintegrierte Fluoreszenzintensitäten F_λ als Funktion von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$, gemessen bei $\Delta\lambda = 0 \text{ pm}^L$ (Linienmitte) im Vergleich zu Rechnungen für die Linienmitte. Die obere Kurve (.....) beschreibt das Sättigungsverhalten im Falle praktisch momentaner Umverteilung ($T_1 \rightarrow 0$), die untere Kurve (—) für einen endlichen Wert der Umverteilungsrate $r(F) = T_1(F) - 1$ ($T_1(F) \neq 0$). Für die Rechnungen wurde die Lebensdauer¹ nach Chandrasekhar, v. Neumann um einen Faktor 7 erhöht.



Abb.5.11:
Zeitintegrierte Fluoreszenzintensitäten F_L als Funktion von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$, gemessen bei $\Delta\lambda = 35,40$ pm (Linienflügel) im Vergleich zu Rechnungen für den Linienflügel bei $\Delta\lambda = 40$ pm. Die obere Kurve (....) beschreibt das Sättigungsverhalten im Falle praktisch momentaner Umverteilung ($T_1 \rightarrow 0$), die untere Kurve (—) für einen endlichen Wert der Umverteilungsrate $r(F) = T_1(F)^{-1}$ ($T_1(F) \neq 0$). Die Lebensdauer wurde um einen Faktor 7 erhöht.

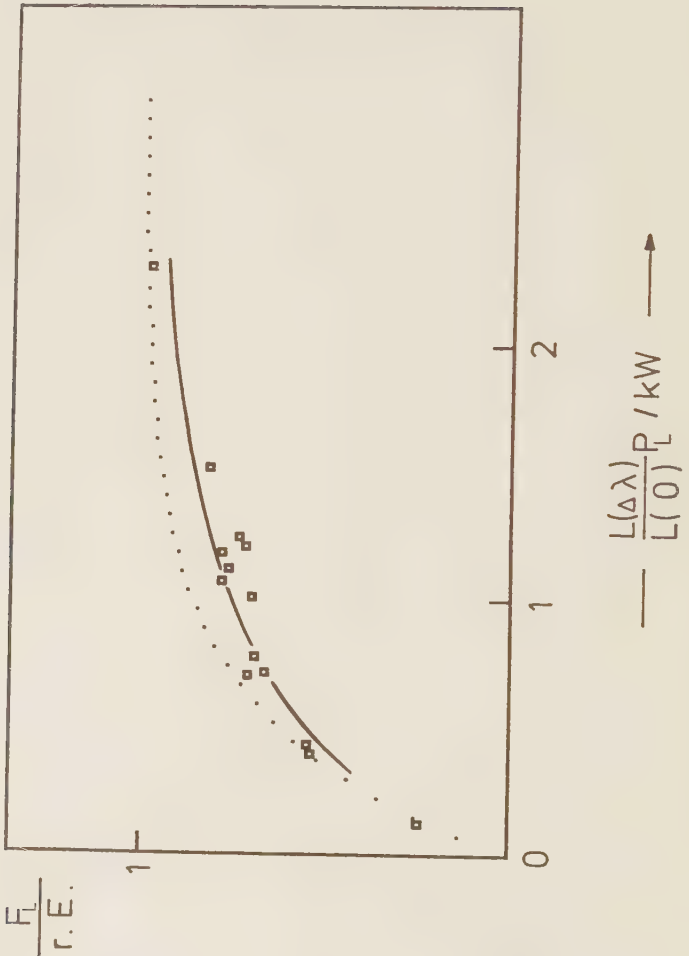


Abb.5.12:

Zeitintegrierte Fluoreszenzintensitäten F_L als Funktion von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$, gemessen im fernen Linienflügel bei $\Delta\lambda = 80, 100$ pm, im Vergleich zu Rechnungen für $\Delta\lambda = 100$ pm. Die obere Kurve (....) beschreibt das Sättigungsverhalten im Falle praktisch momentaner Umverteilung ($T_1 \rightarrow 0$), die untere Kurve (—) für einen endlichen Wert der Umverteilungsrate $r(F) = T_1(F)^{-1}$ ($T_1(F) \neq 0$). Die Lebensdauer wurde um einen Faktor 7 erhöht.

in den Rechnungen versehen wurde, läßt sich die Streuung der Meßwerte berücksichtigen. In Tabelle 2 sind die Ergebnisse dieser Variation der Lebensdauer als Funktion von Profilwert und Laserleistung für die Linienmitte und den Linienflügel (40 und 100 pm) aufgeführt. Dabei bezeichnet der Ausdruck $1 - N_6(T_1^*)/N_6(T_1 \rightarrow 0)$ die Erniedrigung der Besetzungsdichte des oberen Zustandes $n=6$ bei Berücksichtigung der endlichen Lebensdauer des Mikrofeldes im Verhältnis zum Fall $T_1 \rightarrow 0$ bei einem bestimmten Wert von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$. Bei diesen Rechnungen blieben Verluste aufgrund von Strahlungs- und Stoßübergängen zu anderen Niveaus während der Laserpulsdauer außer Betracht. Dies gilt für alle in den Abb. 5.10-5.12 dargestellten Theoriekurven.

Werden zusätzlich Verluste während der Laserpulsdauer in den Rechnungen berücksichtigt, ändert sich jedoch an der Erniedrigung praktisch nichts. So bleibt weiterhin auch die Form der Sättigungskurven erhalten, nur die Absolutwerte ändern sich. Diese Änderung der Absolutwerte ist den Messungen nicht zugänglich, da nur relative Fluoreszenzintensitäten ausgewertet werden können. In der Tabelle 3 ist analog zur Tabelle 2 die Erniedrigung der Besetzungsdichte aufgeführt, wenn Verluste in den Rechnungen mit berücksichtigt werden. Als Verlustrate für den oberen Zustand wurde in den Rechnungen die inverse Lebensdauer $1/6.3 \text{ ns}$ des Zustandes $n=6$ eingesetzt.

Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. In der Linienmitte wird die geringe Erniedrigung der gemessenen Fluoreszenzintensitäten im Übergangsbereich zur Sättigung durch den theoretischen Sättigungsverlauf, der die Lebensdauer der Ionenmikrofeldstärke beinhaltet, richtig beschrieben.

2. Im Linienflügel bei $\Delta\lambda = 35\text{-}40 \text{ pm}$ ist dieser Effekt

Tabelle 2:

Gerechnete Erniedrigung der Gesamtbesetzungsdichte N_6 am Ende der Laserpulsdauer für verschiedene Werte T_1^* der Lebensdauer des Ionenmikrofeldes ohne Berücksichtigung von Verlusten zu anderen Niveaus während der Laserpulsdauer

$(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$ kW		$1 - N_6(T_1^*)/N_6(T_1=0)$ in %		
		$T_1^* = 4T_1$	$T_1^* = 7T_1$	$T_1^* = 10T_1$
0 pm	1.0	1.1	1.9	2.6
	2.0	1.7	2.8	3.8
	3.0	1.8	3.0	4.1
	4.0	1.7	2.9	3.9
	5.0	1.5	2.5	3.4
	6.0	1.2	2.1	2.9
40 pm	1.0	6.3	9.7	12.4
	2.0	8.5	12.6	15.7
	3.0	8.8	12.8	15.7
	4.0	8.1	11.8	14.3
	5.0	7.1	10.3	12.6
	6.0	6.0	8.8	10.7
100 pm	1/3	6.1	9.4	12.0
	2/3	7.8	11.4	14.1
	1.0	7.8	11.1	13.4
	4/3	7.0	9.8	11.7
	5/3	5.9	8.2	9.8
	2.0	4.8	6.7	8.0

Tabelle 3:

Gerechnete Erniedrigung der Gesamtbesetzungsdichte N_6 am Ende der Laserpulsdauer mit Berücksichtigung von Verlusten zu anderen Niveaus während der Laserpulsdauer

$(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$ kW	$1-N_6(T_1^*=7T_1)/N_6(T_1 \rightarrow 0)$ in %	
	0 pm	40 pm
1.0	2.0	9.8
2.0	2.9	12.7
3.0	3.1	12.8
4.0	2.9	11.9
5.0	2.6	10.4
6.0	2.2	8.9
	100 pm	
1/3	9.1	
2/3	11.0	
1.0	10.5	
4/3	8.7	
5/3	6.9	
2.0	5.1	

wesentlich stärker ausgeprägt. Sowohl die Messungen als auch die Rechnungen für $T_1 \neq 0$ liefern unabhängig das gleiche Ergebnis und stimmen gut überein.

3. Im fernen Linienflügel bei $\Delta\lambda = 80,100$ pm ist die gemessene Erniedrigung vergleichbar mit der Erniedrigung bei $\Delta\lambda = 35-40$ pm, was von den theoretischen Rechnungen für $T_1 \neq 0$ bestätigt wird.

4. Im quasilinearen Bereich der Sättigung, d.h. bei kleinen Werten von $(L(\Delta\lambda)/L(0))P_L$, werden die Meßwerte gut durch die Sättigungskurve für $T_1 \rightarrow 0$ beschrieben. Auch die Rechnungen, die die Lebensdauer der Ionenmikrofeldstärke berücksichtigen, bestätigen dies.

Aus den vorliegenden Ergebnissen kann die Lebensdauer des Ionenmikrofeldes abgeschätzt werden. Für die Plasmaparameter $N_{ion} = 2.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_i = 700$ K ergibt sich für die Normalfeldstärke F_0 , die dem mittleren Abstand zweier Störteilchen entspricht (Unsöld /25/), nach Chandrasekhar und v. Neumann eine Lebensdauer von $T_1(F_0) = 36$ ps. Die aus den experimentellen Ergebnissen ermittelte Zeit beträgt:

$$T_1^*(F_0) = (7 \pm 3) \cdot T_1(F_0) = (250 \pm 100) \text{ ps}$$

Diese Zeit kann nun mit der charakteristischen Zeit r/v_{ion} verglichen werden, in der ein vorbeifliegendes Ion zu einer Störung der Atomzustände führt, wobei r der mittlere Abstand der Störteilchen ist. In diesem Fall ergibt sich eine Zeit von:

$$(N_{ion}^{1/3} v_{ion})^{-1} = 125 \text{ ps}$$

Ersetzt man den Abstand der Störteilchen durch den Debye-radius r_D , so beträgt diese Zeit ($\approx$ reziproke Ionenplasmafrequenz):

$$r_D/v_{ion} = 200 \text{ ps}$$

Im Rahmen der Meßfehler stimmen diese charakteristischen Zeiten mit der Lebensdauer von 250 ps überein.

Insgesamt gesehen, wird der beobachtete Meßeffect durch Rechnungen, die einen endlichen Wert der Lebensdauer der Ionenmikrofeldstärke beinhalten, gut beschrieben. Für die quantitative Erfassung muß in den Rechnungen die Lebensdauer nach Chandrasekhar, v. Neumann um einen Faktor 7 ± 3 erhöht werden. Die Berücksichtigung dieses Faktors in den Rechnungen liefert eine gute Übereinstimmung der Theoriekurven mit den experimentellen Werten, und das beobachtete profilabhängige Sättigungsverhalten wird richtig wiedergegeben.

6. ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurde die Absorption von schmalbandigem Laserlicht bei Einstrahlung in den Flügel des starkverbreiterten Profils der Balmerlinie D_6 untersucht. Dabei diente als Maß für die Absorption des Laserlichtes auf dem Übergang $n=2$ nach $n=6$ die zeitintegrierte, breitbandig gemessene Fluoreszenzintensität auf den Balmerlinien D_4 und D_5 . Diese Fluoreszenzintensitäten wurden für verschiedene Wellenlängenabstände $\Delta\lambda$ des Laserlichtes zur Mittenwellenlänge der D_6 -Linie als Funktion der Laserleistung vermessen.

Durch den Einsatz eines leistungsfähigen Lasersystems konnte das Sättigungsverhalten in der Linienmitte ($\Delta\lambda=0$ pm) über einen weiten Bereich bis hin zu sehr hohen Laserleistungen von 200 kW beobachtet werden, wodurch ein sehr genauer Vergleich der Meßwerte mit der theoretisch berechneten Sättigungskurve gelang. So zeigen bereits die Messungen in der Linienmitte im Übergangsbereich zur Sättigung eine Reduzierung der Fluoreszenzintensität gegenüber der normalen theoretischen Sättigungskurve ($T_1 \rightarrow 0$). Dieser Effekt ist bei den Messungen im Linienflügel bei $\Delta\lambda = 35-40$ pm und bei $\Delta\lambda = 80, 100$ pm wesentlich stärker ausgeprägt. Im quasilinearen Bereich der Sättigung zeigt sich dagegen kein profilabhängiges Sättigungsverhalten, sondern die Meßwerte werden unabhängig von $\Delta\lambda$ gleichermaßen gut durch die theoretische Sättigungskurve ($T_1 \rightarrow 0$) beschrieben. Dies bedeutet, daß im quasilinearen Bereich der Sättigung Absorptionsprofil gleich Emissionsprofil gilt.

Eine Reduzierung des Laserabsorptionskoeffizienten im Linienflügel wurde bereits in einer früheren Arbeit /5,6/ beobachtet, jedoch wurden im Vergleich dazu wesentliche günstigere experimentelle Bedingungen zur Absicherung des Effektes geschaffen. Neben den Messungen in der Linienmitte, in der auch kleine Meßeffekte sichtbar wurden, konnte

erstmalig der Übergangsbereich zur Sättigung im Linienflügel bei $\Delta\lambda = 35-40$ pm und sogar bei $\Delta\lambda = 80, 100$ pm - wo sehr hohe Laserleistungen erforderlich waren - vollständig ausgemessen werden. Weiterhin wurde durch Verbesserung der experimentellen Meßmethode erreicht, daß der Einfluß zeitlicher Parameter-Fluktuationen auf das Sättigungsverhalten ausgeschlossen werden konnte.

Das beobachtete profilabhängige Sättigungsverhalten wurde durch Rechnungen, die eine endliche Lebensdauer $T_1 \neq 0$ des Ionenmikrofeldes beinhalten, qualitativ richtig wiedergegeben. Eine gute quantitative Übereinstimmung mit den Meßwerten erfordert allerdings die Erhöhung der Lebensdauer der Ionenmikrofeldstärke nach Chandrasekhar und v. Neumann /7/ um einen Faktor 7 ± 3 .

Angesichts der fortschreitenden theoretischen Diskussion in der Literatur sind solche experimentell ermittelten Lebensdauern im Vergleich zu den Rechnungen von Ref./7/ nicht ausgeschlossen. So werden z.B. Ionenkorrelationen, die zur Verlängerung der Lebensdauer beitragen, bei Chandrasekhar und v. Neumann nicht berücksichtigt. Ebenso erhöht die Anwesenheit von schweren Molekülen ($D_2^+, D_3^+, \dots$), deren Bildung denkbar ist, die Lebensdauer des Ionenmikrofeldes aufgrund ihrer größeren Trägheit im Vergleich zu einem einzelnen Deuteron.

In experimenteller Hinsicht wäre es für zukünftige Untersuchungen wünschenswert, den hole-burning Effekt in der Ionenmikrofeldverteilung direkt nachzuweisen, was aber mit den bisher zur Verfügung stehenden Mitteln noch nicht möglich ist. Der Nachweis des hole-burning Effektes könnte z.B. - ähnlich wie in dopplerverbreiterten Linien - mit einem weiteren Laser (Teststrahl) erfolgen.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse dieser Arbeit, daß die

Lebensdauer des Ionenmikrofeldes durchaus Einfluß auf das Sättigungsverhalten der Laserabsorption in starkverbreiterten Linienprofilen nimmt. So wird die Absorption insbesondere im Linienflügel durch die zeitliche Entwicklung des Ionenmikrofeldes reduziert. Aus dieser Erniedrigung der Absorption kann die Lebensdauer des Ionenmikrofeldes abgeschätzt werden. Im Hinblick auf diagnostische Verfahren ist es zumindest prinzipiell mit dieser Methode möglich, die Ionentemperatur zu bestimmen, da die Lebensdauer des Ionenmikrofeldes direkt mit der Ionenbewegung verknüpft ist.

7. LITERATURVERZEICHNIS

1. J. Seidel, in: Spectral Line Shapes, ed. B. Wende, p.3-40, de Gruyter, Berlin 1981
2. D.D. Burgess, in: Spectral Line Shapes, ed. B. Wende, p.473-515, de Gruyter, Berlin 1981
3. K. Danzmann, K. Grützmacher und B. Wende, Phys.Rev.Lett. 57, 2151 (1986)
4. J. Seidel, Phys.Rev.Lett. 57, 2154 (1986)
5. G. Himmel und L. Sowa, J.Phys.B 16, 4117 (1983)
6. L. Sowa, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1983)
7. S. Chandrasekhar und J. von Neumann, Astrophys.J. 95, 489 (1942)
8. V.S. Lisitsa, Zh.Eksp.Teor.Fiz. 69, 195 (1975) (Sov.Phys.-JETP 42, 101 (1975))
9. J.-B. Yelnik, K. Burnett, J. Cooper, R.J. Ballagh und D. Voslamber, Astrophys.J. 248, 705 (1981)
10. L. Klein, B. Talin, V.P. Kaftandjian und R. Stamm, in: Spectral Line Shapes Vol. 3, p.447-468, ed. F. Rostas, de Gruyter, Berlin 1985
11. M. Baranger und B. Mozer, Phys.Rev. 115, 521 (1959)
12. B. Mozer und M. Baranger, Phys.Rev. 118, 626 (1960)
13. J. Holtsmark, Ann.d.Phys. 58, 577 (1919)

14. K. Shimoda, in: High Resolution Laser Spectroscopy, ed. K. Shimoda, p.2-49, Springer, Berlin 1976
15. V.S. Letokhov und V.P. Chebotayev, Nonlinear Laser Spectroscopy, Springer, Berlin 1977
16. R.L. Shoemaker, in: Laser and Coherence Spectroscopy, ed. J.I. Steinfeld, p.197-372, Plenum Press, New York und London 1978
17. H.R. Griem, Spectral Line Broadening by Plasmas, Academic Press, New York 1974
18. A.B. Underhill und J.H. Wadell, Stark Broadening Functions for the Hydrogen Lines, NBS Circular No 603, Washington, DC: US Gout Printing Office (1959)
19. G. Himmel und L. Sowa, JQSRT 30, 357 (1983)
20. H. Schlüter, Z.Naturforsch. 16a, 971 (1961)
21. G. Himmel und H. Schlüter, Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen 2363, Westdeutscher Verlag, Opladen 1973
22. F. Pinnekamp, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1976)
23. C.R. Vidal, J. Cooper und E.W. Smith, Astrophys.J. 25, 37 (1973)
24. F.N. Edmonds, Jr., H. Schlüter und D.C. Wells III, Mem.R.astr.Soc. 71, 271 (1967)
25. A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären, Springer, Berlin 1968

Herrn Prof. Dr. H. Schlüter danke ich für die Förderung und
und das dieser Arbeit entgegengebrachte Interesse.

Herrn Dr. G. Himmel danke ich für seine Bereitschaft zu vielen
anregenden Diskussionen sowie Herrn W. Hospodarz für die
technische Unterstützung bei dieser Arbeit.

LEBENS LAUF

21.1.1959	geboren in Bochum
1965-1969	Grundschulbesuch in Bochum
1969-1978	Besuch des Bochumer Goethe-Gymnasiums
Juni 1978	Abitur
WS 78/79	Beginn des Physikstudiums an der Ruhr-Universität Bochum
1981	Diplom-Vorprüfung in Physik
April 1985	Abschluß des Physikstudiums mit dem Diplom, seitdem als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimentalphysik II der Ruhr-Universität Bochum tätig

D. GRÄBNER

Dissertations- u. Offsetdruckerei

Gotenstraße 3

8602 Altendorf bei Bamberg

Telefon 09545 / 8791

